MESSUNG DER LINEARPOLARISATION DER PHOTONEN IN DEN ELEMENTARPROZESSEN DER BREMSSTRAHLUNGSERZEUGUNG

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Wolfram Bleier

aus Bamberg

1983

MESSUNG DER LINEARPOLARISATION DER PHOTONEN IN DEN ELEMENTARPROZESSEN DER BREMSSTRAHLUNGSERZEUGUNG

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Wolfram Bleier

aus Bamberg

1983

Tag der mündlichen Prüfung: 17.2.1983

Dekan: Prof. Dr. A. Fäßler

1. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Nakel

2. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Mack

Abstract

Bleier, Wolfram

Messung der Linearpolarisation der Photonen in den Elementarprozessen der Bremsstrahlungserzeugung

Es wurde die lineare Polarisation der Photonen in den Elementarprozessen der Elektron-Kern- und der Elektron-Elektron-Bremsstrahlung für einen festen Winkel des gebremsten Elektrons in koplanarer Anordnung gemessen. Die Primärenergie der Elektronen betrug 300 keV.

Die Polarisation der Elektron-Kern-Bremsstrahlung konnte mit einer Elektron-Photon-Koinzidenzanordnung an Kupfer- (Z=29) und an Goldfolien (Z=79), in Abhängigkeit vom Photonenemissionswinkel bestimmt werden. Eine sehr hohe Polarisation in der Streuebene wurde - in Übereinstimmung mit der Theorie - nachgewiesen. Eine Ausnahme bildet der Winkel, bei dem der Wirkungsquerschnitt minimal wird. Hier konnte eine Depolarisation festgestellt werden. Mit zunehmender Ordnungszahl nimmt diese Depolarisation ab, so daß man sich wieder der vollständigen Polarisation nähert. In diesem Punkt wird der Polarisationsgrad von der Theorie entweder über- oder unterschätzt. Es wird gezeigt, daß diese Depolarisation auf destruktive Interferenz zwischen Spin- und Bahnstrahlung zurückzuführen ist.

Die Messung der Polarisation der Elektron-Elektron-Bremsstrahlung gelang, für Kohlenstoff (Z=6), durch die koinzidente Beobachtung des Bremsquants und beider auslaufender Elektronen. Für die Messung wurde ein CAMAC-Meßsystem aufgebaut. Die Polarisation wurde für einen Photonenwinkel von -35 Grad bestimmt. Es wurde nahezu vollständige Polarisation in Übereinstimmung mit der Theorie festgestellt.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543907_0050

Inhalt

I	Einleitung	3
II	Die Polarisation in den Elementarprozessen	6
	1. Elektron-Kern-Bremsstrahlung - Bornsche Näherung	6
	2. Elektron-Kern-Bremsstrahlung - Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen	12
	3. Elektron-Elektron-Bremsstrahlung	13
III	Experimenteller Aufbau	16
	1. Elektronenstrahl - Streukammer	16
	2. Streufolien	18
	3. Spektrometer	19
	4. Polarimeter	20
	5. Si(Li)-Detektor - Peltier Kühler	21
	6. Elektronik	24
IV	Die Dreifachkoinzidenz	29
	1. allgemeine Überlegungen	29
	2. Auswahl der Meßparameter	32
	3. Testmessungen zur Dreifachkoinzidenz	33
V	Messung und Auswertung	39
	1. Meßverfahren	39
	2. Auswertung und statistischer Fehler	40
	3. Meßparameter und Fehler	43

VI Messergebnisse und Vergleich mit der Theorie 45

VII Zusammenfassung 51

Anhang A Mehrfachstreuung und Faltung 53

Anhang B Berechnung des Spin-, Bahn- und Interferenzanteils zum Wirkungsquerschnitt der e-n-Bremsstrahlung in Bornscher Näherung 57

Literaturverzeichnis 60

UNIV. LEIDEN BIBL.

I Einleitung

Seit erkannt wurde, daß beschleunigte geladene Teilchen Strahlung emittieren, besteht auch das Interesse an der Bremsstrahlung. Das Interesse richtet sich jetzt verstärkt auf den Elementarprozeß, seit mit Anwendung der Elektron-Photon Koinzidenztechnik ein Mittel zur Verfügung steht, den Elementarprozeß experimentell zu untersuchen.

Untersucht man den Prozeß, indem man die inelastische Streuung eines Elektrons an einem Atom beobachtet, so kann die Streuung sowohl im Feld des Kerns, als auch im Feld eines der Hüllenelektronen stattfinden. Der Vorgang der Abbremsung, bei gleichzeitiger Emission eines Photons, wird als Elementarprozeß der Elektron-Kern- bzw. der Elektron-Elektron-Bremsstrahlung bezeichnet.

Die Beschreibung des Vorgangs erfolgt im Rahmen der Quantenelektrodynamik. Ein "exakter" Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt (ohne Strahlungskorrekturen) erfordert die Verwendung von Wellenfunktionen, die die Bewegung eines freien Elektrons im Coulomb-Feld des Kerns oder des Hüllenelektrons beschreiben. Für relativistische Elektronen muß hierfür die Dirac-Gleichung gelöst werden. Eine Lösung in geschlossener Form ist nicht bekannt, sondern nur in Form einer Reihenentwicklung, deren numerische Berechnung aber noch zu aufwendig ist.

Eine Überprüfung der Näherungslösungen ist am besten durch die Beobachtung des Elementarprozesses, unter Einschluß der Polarisationszustände aller Teilchen möglich. Die Messung der Polarisation der Photonen stellt einen wichtigen Schritt in Richtung auf dieses "ideale" Experiment dar.

Zur Messung des Elementarprozesses der Elektron-Kern-Brems-

strahlung werden Elektronen einer definierten Energie, unter definiertem Winkel, in Koinzidenz mit den Photonen nachgewiesen. Nakel (1-3) gelang so die erste Messung des Elementarprozesses. Wenn der Photonendetektor durch einen polarisationsempfindlichen Detektor ersetzt wird, läßt sich die Polarisation bestimmen (4,5). Ein Ziel dieser Arbeit ist es, Winkelverteilungen bei hohen Kernladungszahlen zu messen (Abb. 1).

Wird an einem Atom gestreut, so ist die Emissionswahrscheinlichkeit der Elektron-Elektron (e-e)-Bremsstrahlung proportional der Zahl der Atomelektronen, während die der e-n-Bremsstrahlung in etwa proportional Z^2 ist. Die Messung der e-e-Bremsstrahlung erfolgt deshalb sinnvollerweise an Atomen kleiner Ordnungszahl.

Die Trennung beider Prozesse gelingt einmal, unter Verwendung eines hochauflösenden Halbleiterzählers. Dabei macht

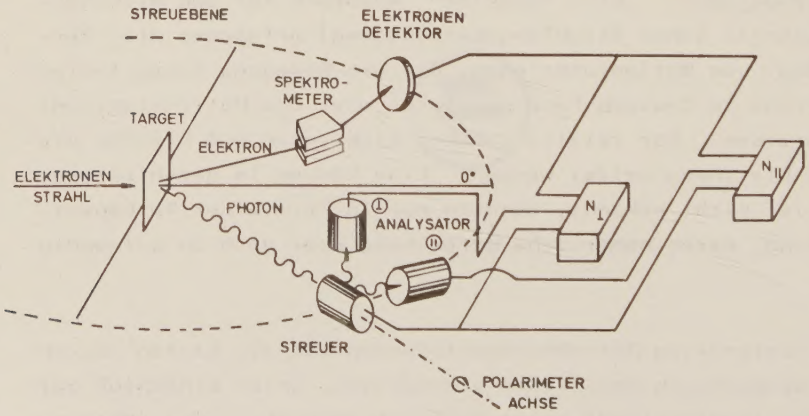


Abb. 1: Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung zur Messung der Polarisation im Elementarprozeß der e-n-Bremsstrahlung.

man sich zunutze, daß die Energie der e-e-Bremsquanten immer kleiner ist, als die Energie der e-n-Bremsquanten (6,7). Wenn ein solcher Halbleiterzähler nicht eingesetzt werden kann, kann man zur Identifizierung der e-e-Bremsstrahlung auch beide auslaufende Elektronen in Koinzidenz mit dem Bremsquant nachweisen (Abb. 2). In der vorliegenden Arbeit wurde der letztere Weg beschritten.

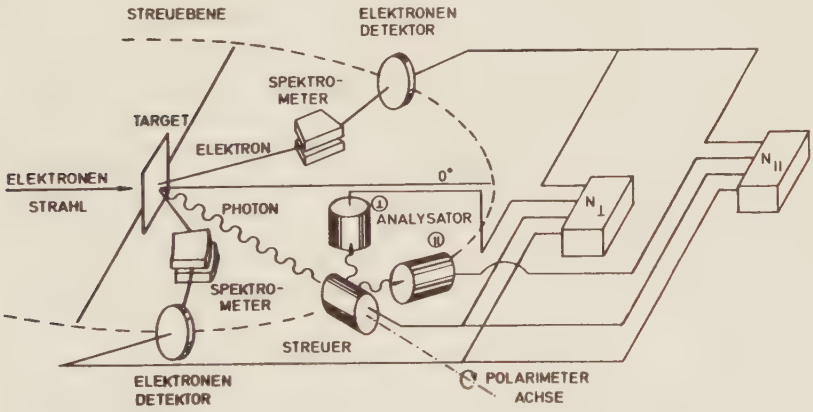


Abb. 2: Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung zur Messung der Polarisation im Elementarprozeß der e-e-Bremsstrahlung.

II Die Polarisation in den Elementarprozessen

1. e-n-Bremsstrahlung - Bornsche Näherung

Bremsstrahlung, erzeugt durch polarisierte Elektronen, weist im allgemeinen eine elliptische Polarisation (8,9) auf; abhängig von der Erzeugungs- und Beobachtungsmethode gelingt der Nachweis der linearen (10) und der zirkularen Polarisation (11). Die durch niederenergetische Elektronen erzeugte lineare Polarisation der Bremsstrahlung, konnte von Sommerfeld (12) in einer nichtrelativistischen, quantenmechanischen Behandlung aus der Korrespondenz mit dem klassischen Bild des strahlenden Dipols erklärt werden. Während die lineare Polarisation der Bremsstrahlung auch durch unpolarisierte Elektronen hervorgerufen werden kann, ist zur Erklärung der zirkularen Polarisation der Begriff des Spins des Elektrons nötig (13).

Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma/d\Omega_e d\Omega_k dk$ der Bremsstrahlung, differentiell in Photonenenergie und -winkel und Streuwinkel des gebremsten Elektrons, ohne die Beobachtung eines Polarisationszustandes, wurde von Heitler (14,15) und von Bethe und Heitler (16), im Rahmen der Dirac-Theorie berechnet. Die Polarisation der Bremsstrahlung wurde von Gluckstern et. al. (8) und für den hochrelativistischen Bereich von May (17) untersucht. Alle Berechnungen wurden in Bornscher Näherung durchgeführt, d.h. ihr Gültigkeitsbereich unterliegt der Einschränkung $Z\alpha \ll v/c$, sowohl für das einlaufende, wie das auslaufende Elektron. Der Wirkungsquerschnitt in Bornscher Näherung ist nur in Form eines multiplikativen Faktors Z^2 von der Ordnungszahl Z abhängig. Unter Vernachlässigung von Abschirmeffekten ist dann das Polarisationsverhalten unabhängig von Z.

Der Verlauf von Wirkungsquerschnitt und Polarisation, in Abhängigkeit vom Emissionswinkel der Photonen, ist in Figur 3 dargestellt. Die Primärenergie der Elektronen beträgt 300

keV. Die gebremsten Elektronen werden unter 20 Grad mit einer Energie von 140 keV nachgewiesen. Das gebremste Elektron liegt in der Streuebene, d.h. in der Ebene, die vom einlaufenden Elektron und vom Bremsquant aufgespannt wird. Wir haben also eine komplanare Anordnung gewählt.

Betrachtet man den Verlauf der Polarisation, so fällt auf, daß bis auf einen kleinen Winkelbereich nahezu vollständige Polarisation vorherrscht. Die Polarisation ist definiert als:

$$P = \frac{d^3\sigma_\perp - d^3\sigma_\parallel}{d^3\sigma_\perp + d^3\sigma_\parallel} \qquad (1)$$

Hierbei ist $d^3\sigma_\perp$ der Wirkungsquerschnitt für senkrecht zur Streuebene polarisierte Photonen und $d^3\sigma_\parallel$ der Wirkungsquerschnitt für in der Streuebene polarisierte Photonen.

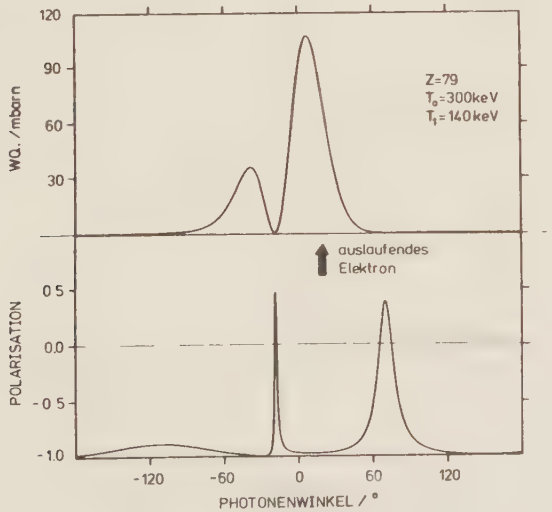


Abb. 3: Lineare Polarisation der Photonen und Wirkungsquerschnitt der e-n-Bremsstrahlung in Bornscher Näherung.

P = -1 bedeutet demnach vollständige Polarisation in der Streuebene, d.h. der E-Vektor schwingt parallel zur Streuebene. Eine Änderung des Polarisationsverhaltens ergibt sich in einem Winkelbereich von ca. 2 Grad, in dem auch der Wirkungsquerschnitt minimal wird. Hier tritt eine Depolarisation mit anschliessender Polarisationsumkehr auf.

Dieses Verhalten ist auf eine stark destruktive Interferenz zwischen Bahn- und Spinstrahlung des Elektrons zurückzuführen.

Fano und Mitarbeiter (9) geben eine Aufspaltung des Wechselwirkungsoperators in einen Bahn- und einen Spinanteil an. Dieser Operator wird von ihnen hergeleitet für longitudinal polarisierte Elektronen, bei Beobachtung der zirkularen Polarisation der Photonen. Abweichend von ihrer weiteren Behandlung, kann man diesen Operator (Glch. 4 in (9)) für die Beobachtung linear polarisierter Strahlung umschreiben. Eine Mittelung über beide anfängliche Spinzustände des Elektrons, Summation über die beiden Endzustände, sowie Projektion der positiven Energiezustände erlaubt, nach Berechnung des Betragsquadrates des Matrixelementes mit Hilfe des Spurenformalismus, eine Darstellung, die eine Anwendung auf die vorliegende experimentelle Anordnung gestattet (s. Anh.).

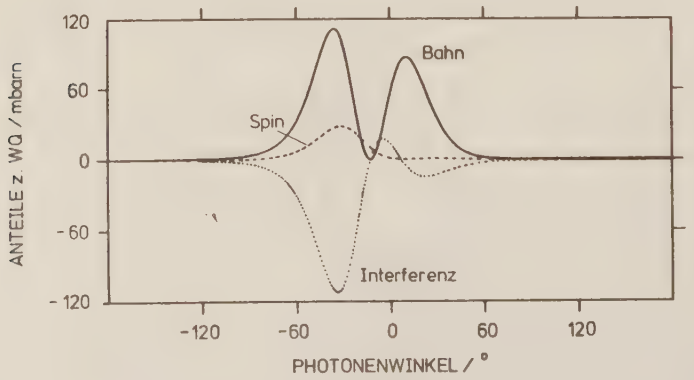


Abb. 4: Aufspaltung des Wirkungsquerschnitts in Spin-, Bahn- und Interferenzterm

Durch die Bildung des Betragsquadrates ergibt sich neben dem Spin- und dem Bahnterm noch ein Interferenzterm. Diese drei Anteile sind für die selben Parameter wie oben, in Abbildung 4 dargestellt.

Wie man an den Gleichungen B10und B12erkennt, ist die Bahnstrahlung nahezu vollständig linear polarisiert (in der Streuebene). Die Spinstrahlung dagegen ist zirkular polarisiert (9). Interferenz zwischen beiden Anteilen führt zu elliptischer Polarisation. Die Hauptachse der Ellipse ist dann nicht mehr notwendigerweise parallel zum E-Vektor der linearen Komponente. Im Falle der destruktiven Interferenz steht sie sogar senkrecht dazu. Vollständige destruktive Interferenz und damit vollständige Polarisationsumkehr wird bei den vorliegenden Parametern nicht erreicht - sie ist maximal in dem Punkt, in dem die Anteile der Spin- und der Bahnsstrahlung gleich groß sind.

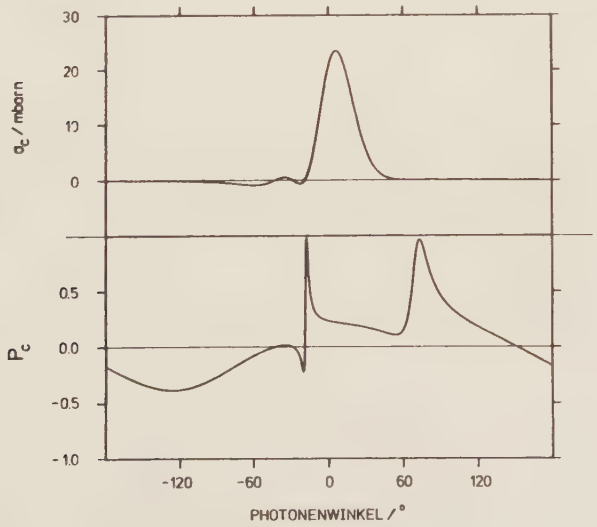


Abb. 5: Zirkulare Polarisation der Photonen für longitudinal polarisiert einfallende Elektronen.

Ein weiterer interessanter Fall ergibt sich aus der Betrachtung der Polarisation, wenn nicht über die Spinzustände des Primärelektrons gemittelt wird, d.h. für polarisiert einfallende Elektronen (18,19). Die Polarisation kann dann auch zirkular sein. Bei Umkehr der Spinrichtung ändert sich lediglich das Vorzeichen der Polarisation. Aus rechtszirkular polarisiertem Licht wird linkszirkular polarisiertes und umgekehrt. Das gilt sowohl für longitudinale, wie für transversale Polarisation der Elektronen.
Der Wirkungsquerschnitt ist dann:

$$\sigma = 1/2\sigma_{B-H} + 1/2\delta\sigma_c \qquad (2)$$

damit berechnet sich die zirkulare Polarisation zu:

$$P_c = \sigma_c/\sigma_{B-H} \qquad (3)$$

mit $\delta = +1$ (-1) für rechts- bzw. linkszirkular polarisierte Photonen. σ_{B-H} ist der Wirkungsquerschnitt nach Bethe-Heitler, σ_c wird von Fronsdal et. al. (18) und von Boebel (19) angegeben.

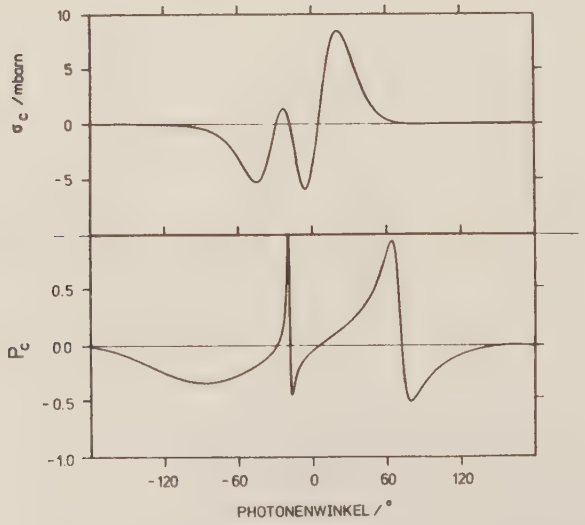


Abb. 6: Zirkulare Polarisation der Photonen für transversal polarisiert einfallende Elektronen.

Nun ist gerade im Punkt der Umkehr der linearen Polarisation der Polarisationsgrad der zirkularen Strahlung, die durch longitudinal polarisierte Elektronen erzeugt wurde, gleich groß, wie der der Strahlung, die durch transversal polarisierte Elektronen erzeugt wurde (Abb. 5,6). Dies entzieht sich noch der direkten Interpretation und soll deshalb nur als Anmerkung angefügt werden.

Die vollständige lineare Depolarisation links und rechts der Polarisationsumkehr (Abb. 3), läßt sich aber in diesem Bild verstehen. Die Depolarisation geschieht genau an den Punkten, an denen die zirkulare Polarisation vollständig ist. Vollständige Polarisation bedeutet, daß keine weiteren Anteile mehr vorhanden sind.

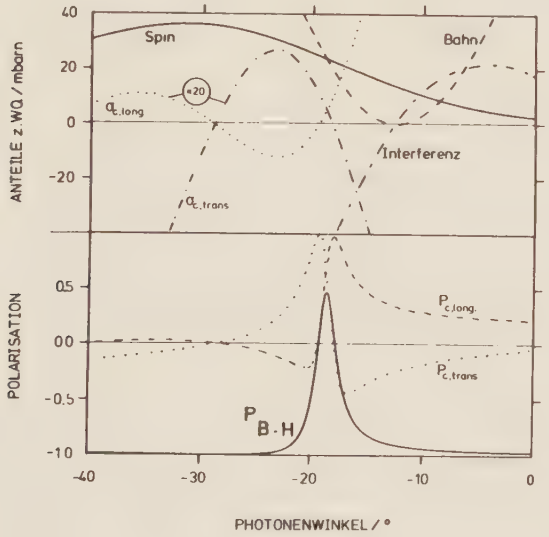


Abb. 7: Ausschnitte aus den Abbildungen 3,4,5,6

Tatsächlich gehen wir aber von einem unpolarisierten Elektronenstrahl aus. Ein unpolarisierter Elektronenstrahl läßt sich jedoch aus der inkohärenten Überlagerung beider Spinzustände des Elektrons erzeugen (20,21). Für die Polarisa-

tion bedeutet dies: inkohärente Überlagerung links- wie rechtszirkular polarisierter Strahlung zu gleichen Anteilen, was hier vollständige Depolarisation, sowohl in Bezug auf zirkulare, wie auf lineare Polarisation bedeutet.

2. e-n-Bremsstrahlung-Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen

Die besten, bisher vorliegenden Rechnungen zum dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt wurden von Elwert und Haug (22) durchgeführt.

Die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Strahlungsfeld wird im Rahmen der Störungsrechnung behandelt; für die Beschreibung der Elektronen im Coulombfeld des Kerns benutzen sie Sommerfeld - Maue - Wellenfunktionen, die in erster Ordnung in Z gültig sind. Ihre Formel ist gültig für alle Energien, sowohl beider Elektronen, wie auch des Photons und für kleine Ordnungszahlen ($\alpha Z \ll 1$). Exakte Lösungen für die Beschreibung des Elektrons im Kernfeld wurden bisher nur für den nichtrelativistischen Bereich (12) gefunden. Berechnungen nach der Partialwellenmethode (23,24) sind im Moment noch zu rechenintensiv.

In Erweiterung der Rechnung von Elwert und Haug, gibt Haug (25) eine Formel für die lineare Polarisation der Bremsstrahlung an. Wirkungsquerschnitt, wie auch Polarisation sind jetzt nicht mehr wie in Bornscher Näherung von Z unabhängig (Abb. 8).

Für steigendes Z nimmt die weiter oben beobachtete Depolarisation immer weiter ab; eine Polarisationsumkehr ist schon z.B. bei Z=29 nicht mehr vorhanden. Obwohl diese Rechnungen nur für kleines Z gültig sind, zeigen Messungen des dreifach differentieller Wirkungsquerschnitts an Gold von Komma und Nakel (7), daß in dem hier vorliegenden Energiebereich, eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Expe-

riment vorhanden ist. Ähnliches ist für das Polarisationsverhalten zu erwarten.

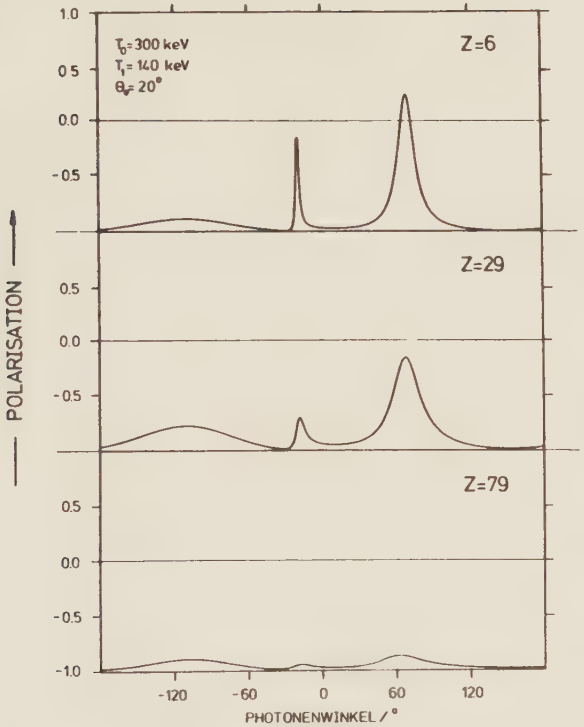


Abb. 8: Lineare Polarisation der Photonen im Elementarprozeß der e-n-Bremsstrahlung berechnet mit Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen.

3. e-e-Bremsstrahlung

Anders als beim Elektron-Kern-System, weist das Elektron-Elektron- System kein elektrisches Dipolmoment auf. Die Strahlungsverteilung entspricht im wesentlichen einer Quadrupolverteilung (im nichtrelativistischen Fall).

Das Matrixelement der e-e-Bremsstrahlung hat eine einfache Form (27), lediglich die Berechnung der Spur ist sehr aufwendig. Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt wurde von Haug (28) und von Mack und Mitter (29,30) berechnet, die Berechnung der Polarisation erfolgte durch Mack (26).

Zur e-e- Bremsstrahlung liegen nur sehr wenige experimentelle Daten vor (31). Es wurden bisher nur Wirkungsquerschnitte gemessen.

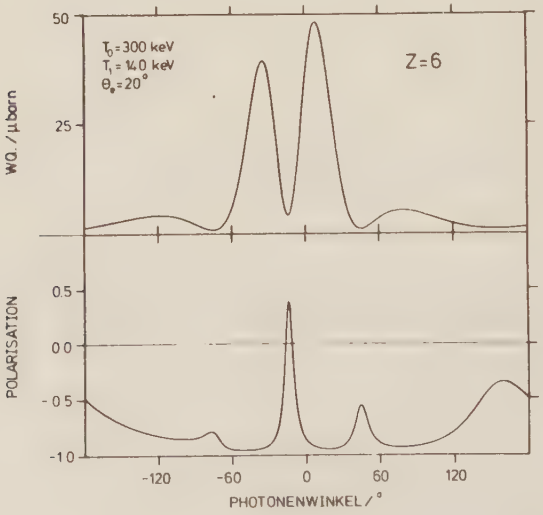


Abb. 9: Lineare Polarisation der Photonen im Elementarprozeß der e-e-Bremsstrahlung für T_o=300keV, T_1=140keV, Θ_e=20 Grad.

Der Verlauf der Polarisation ähnelt dem der e-n- Bremsstrahlung (Abb. 9). Spineffekte nehmen ebenfalls mit grösserer Photonenenergie zu. Während der Wirkungsquerschnitt der e-n-Bremsstrahlung in etwa proportional Z^2 ist, ist er bei der e-e-Bremsstrahlung proportional Z, sofern man im Gegensatz zu "colliding-beam"-Experimenten Elektronen der Atomhülle in einer Streufolie als Streupartner nimmt. Die Vorteile dieser Methode werden teilweise dadurch wieder aufgehoben, daß beide Prozesse der Bremsstrahlungserzeugung nebeneinander auftreten können.

Eine wichtige Hilfe in der Unterscheidung der beiden Prozesse liefert die Tatsache, daß das zweite Elektron immer einen Energiebeitrag aufnimmt, im Gegensatz zum Kern bei der e-n-Bremsstrahlung, der zwar immer einen Impuls, aber nur einen vernachlässigbaren Energiebeitrag übernimmt.

Aus Energie- und Impulssatz läßt sich die Energie des Photons berechnen:

$$k_L = \frac{p_0 p_1 \cos\vartheta_1 - (\varepsilon_0+1)(\varepsilon_1 - 1)}{\varepsilon_0 + 1 - p_0\cos\vartheta - \varepsilon_1 + p_1 \cos\alpha} \qquad (2)$$

$$\vec{k}\cdot\vec{p}_0 = k p_0 \cos\vartheta \quad , \quad \vec{p}_0\,\vec{p}_1 = \vec{p}_0\vec{p}_1 \cos\vartheta_1 \quad , \quad \vec{k}\,\vec{p}_1 = k p_1 \cos\alpha$$

Hieraus erhält man die Energie des zweiten Elektrons und mit Hilfe des Impulssatzes den Winkel des zweiten Elektrons.

Der Nachweis des zweiten Elektrons, zusammen mit dem erster Elektron und dem Bremsquant, liefert die Handhabe zur Trennung des Prozesses der e-e-Bremsstrahlung von dem der e-n-Bremsstrahlung.

III Experimenteller Aufbau

1. Elektronenstrahl - Streukammer

Die durch Glühemission erzeugten Elektronen werden in einem 12-stufigen Beschleunigungsrohr, unter Einfluß der Hochspannung, auf eine Energie von 300 keV gebracht[§]. Dabei liegt das Kathodensystem (Steigerwald-Kathode) auf negativer Hochspannung, während sich die unterste Stufe des Beschleunigungsrohres auf Erdpotential befindet. Die Hochspannung wird von einer Kaskade (Zeiss HA 300) erzeugt.

Nach mehrmaliger Fokussierung trifft der Elektronenstrahl in der Mitte der Vakuumkammer auf die Streufolie. Hier besitzt er einen Durchmesser von ca. 1 mm, bei einer Divergenz von ca. 0.2 Grad. Der Strahlstrom kann mit einem Faradaybecher, der unter 0 Grad aufgestellt ist, gemessen werden. Mit einem unter -57° angebrachten Monitorzähler werden elastisch gestreute Elektronen registriert. Damit kann das Produkt aus Strahlstrom und Targetdicke bestimmt werden.

Die Streukammer hat einen Durchmesser von 50 cm und ist in Vorwärtsrichtung (-40 bis +40 Grad) durch ein rechteckiges Segment (8cm * 14cm) verlängert. Das Segment nimmt ein bewegliches Blendensystem für den Photonendetektor auf und führt dieses. Eine Hostaphanfolie überspannt einen 4 cm breiten Schlitz in dem Segment und schließt das Vakuumsystem ab. Der Photonendetktor steht ausserhalb des Vakuumsystems.

Am Deckel der Streukammer wurde während der Messung der e-e- Bremsstrahlung eine Kühlfalle angebracht.

---

§ Die Energie wurde über die kurzwellige Kante des Bremsspektrums mit Hilfe eines Ge-Detektors bestimmt.

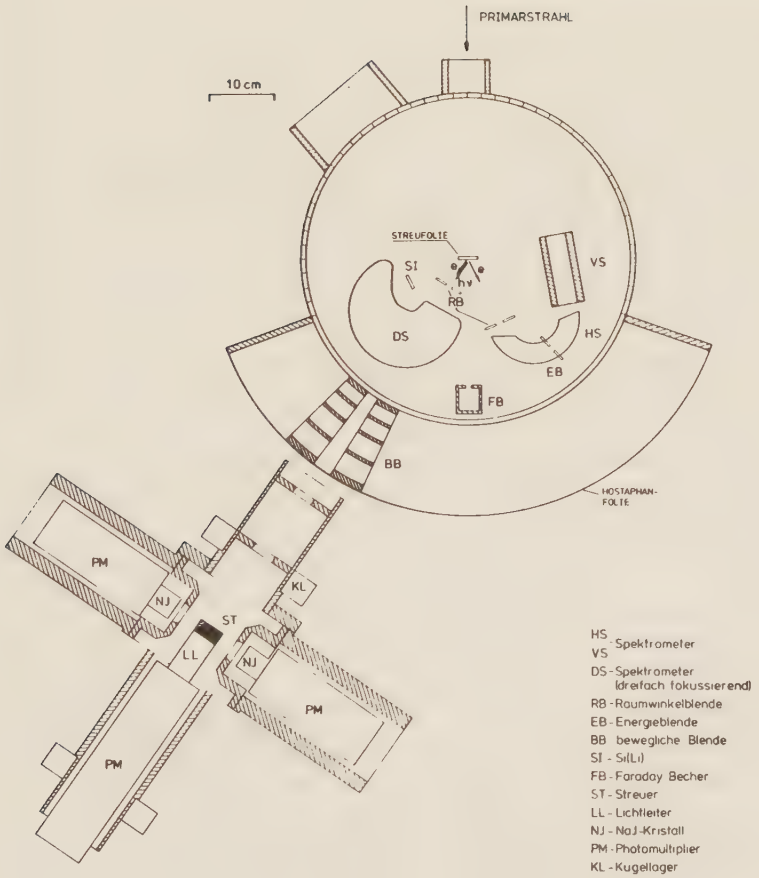


Abb. 10: Meßapparatur

Mit ihrer Hilfe war es möglich, einen Druck von 10^{-6} Torr zu erzielen und eine Kontamination des gekühlten Si(Li)-Detektors zu vermeiden.

2. Streufolien

Es wurden Folien aus Gold (26 - 36 µg/cm²), Kupfer (35 -65 µg/cm²) und Kohlenstoff (21 µg/cm²) eingesetzt. Die Folien sollten möglichst dünn sein, um Mehrfachstreuung in der Folie gering zu halten. Andererseits sollten die Folien auch hinreichend stabil sein. Erst ab ca. 50 µg/cm² waren die freitragenden Kupferfolien stabil.

Die Goldfolien waren nicht freitragend. Sie wurden hergestellt (32), indem Gold unter Vakuum auf eine 29 µg/cm² dicke Formvarfolie aufgedampft wurde. Bei der Kohlenstofffolie[§], die zur Messung der e-e- Bremsstrahlung eingesetzt wurde, mußte die Mehrfachstreuung des zweiten, niederenergetischen Elektrons in Betracht gezogen werden. Im Vergleich zu früheren Messungen wurden deshalb Folien mit nur noch halb so grosser Flächenbelegung verwendet.

Die Flächenbelegung wurde durch den Energieverlust von Alphateilchen beim Durchqueren der Folie bestimmt. Als Quelle diente Am^{241} (5.5MeV). Zur Umrechnung des Energieverlustes in die Flächenbelegung wurden Tabellen von Barkas und Berger (33) zu Grunde gelegt. Die Kenntnis der Targetdicke ist für die Messung der Polarisation nur notwendig, um den Einfluß der Mehrfachstreuung auf das Polarisationsverhalten berücksichtigen zu können, im Gegensatz zu Absolutmessungen, bei denen die Targetdicke direkt in die Formel für den Wirkungsquerschnitt eingeht.

---

§ Herrn Dr.H.Folger von der GSI Darmstadt möchte ich hier für die Überlassung der Kohlenstofffolie danken.

3. Spektrometer

a) dispersiver Magnet

Die Energie der nachzuweisenden Elektronen wird von einem dispersiven Spektrometer, das über ein relativ enges Impulsband verfügt, festgelegt. Dadurch ist es möglich, einen Elektronendetektor mit schlechter Energieauflösung, aber guter zeitlicher Auflösung zu verwenden. Das Spektrometer besteht aus einem Horizontal- (HS) und einem Vertikalspektrometer (VS), an dessem Ausgang (Kammerdeckel) der Elektronendetektor angebracht ist (3). Als Elektronendetektor wird ein Plastikszintillator (NE 102A) mit Photomultiplier (Valvo 56 DVP) eingesetzt. Durch das enge Impulsband ist ausserdem gewährleistet, daß elastisch gestreute Elektronen, deren Anzahl die der inelastisch gestreuten um mehrere Grössenordnungen übertrifft, vom Detektor ferngehalten werden. Der Raumwinkel beträgt 5 Grad in der Streuebene und 1.5 Grad senkrecht dazu. Die Energiehalbwertsbreiten des Spektrometers sind:

Tabelle 1

Energie/keV	140	150	160	300
Halbwertsbreite/keV	4.86	5.22	5.62	10.7

b) nichtdispersiver Magnet. Zum Nachweis des zweiten Elektrons bei der Messung der Polarisation der e-e-Bremsstrahlung wurde ein nichtdispersiver Magnet, zusammen mit einem Si(Li)-Detektor als Spektrometersystem eingesetzt. Das erste Spektrometer war hierbei gleichfalls in Betrieb. Die Kinematik des Prozesses der e-e- Bremsstrahlung und die Daten des ersten Spektrometers (Halbwertsbreite, Öffnungswinkel, etc.), sowie die Daten des Polarimeters legen somit die Zieldaten des nichtdispersiven Magneten fest (s. S. 32).

Gefordert waren:

a) Impulsband pmax/pmin = 1.8
b) Öffnungswinkel in der Streuebene: 12 Grad
c) Öffnungswinkel senkrecht dazu: 5 Grad
d) Ausblenden der elastisch gestreuten Elektronen
e) Einbau in die bestehende Kammer
f) offen für die interessierenden Bremsquanten

Trotz dieser starken Beschränkungen ist es H. Ruoff (34) gelungen, mit einem um 245 Grad umlenkenden, dreifachfokussierenden Magneten (Komma (35,36)), die Forderungen zu erfüllen. Der geforderte Öffnungswinkel kann wohl nie erreicht werden; hier wurden trotzdem noch 3.9 Grad (kreisförmige Blende) oder 14.3 msr erreicht.

4. Polarimeter

Das Polarimeter wurde von Behncke (37) konstruiert und entspricht dem Typ von Comptonpolarimeter, wie es zuerst von Metzger und Deutsch (38) beschrieben wurde. Es besteht aus einem zentralen Streuer (NE 102A), der von 4 (1.5 inch Durchmesser *1.5 inch) NaJ(Tl)-Kristallen umgeben ist. Der Streuer ist über einen Lichtleiter mit einen Photomultiplier (XP 2020) verbunden. Die NaJ(Tl)-Kristalle sitzen an Multipliern vom Typ 56 DVP.

Die Kristalle stehen senkrecht zur Achse des Streuers, mit dem sie zusammen um eine Achse gedreht werden können, um apparative Unsymmetrien auszugleichen.

Durch den Streuwinkel von 90° wird das energieabhängige Asymmetrieverhältnis§ und das Ansprechvermögen des Polarimeters festgelegt. Werte für beide Grössen, wurden ausgehend von Werten für Punktgeometrie mit einem Monte-Carlo- Programm berechnet und sind in

---

§ Asymmetrieverhältnis R: $R = N_{\perp}/N_{\parallel}$ für P = 1

Tabelle 2 angegeben.

Der Abfall des Ansprechvermögesn oberhalb 200 keV und unterhalb 80 keV Photonenenergie ging in die Auswahl der Meßparameter für die e-e-Bremsstrahlung mit ein.

Tabelle 2

Photonenenergie keV	Asymmetrieverh.R	Ansprechverm.
80	6.77	.96
100	6.96	1.40
120	6.61	1.36
140	6.50	1.32
150	6.48	1.28
160	6.06	1.40
180	6.10	1.17
200	5.97	1.13

5. Si(Li)-Detektor - Peltier Kühler

Bei der Konzeption des Experimentes der Messung der Polarisation der e-e-Bremsstrahlung wurden folgende Forderungen an den dabei einzusetzenden zweiten Elektronendetektor gestellt:

a) Nachweis von Elektronen im Bereich von 15-150 keV
b) Mindestdurchmesser des Detektors: 16mm
c) hohes Ansprechvermögen

Es zeigte sich bald, daß diese Forderungen am besten von einem Si(Li) - Detektor erfüllt wurden. Kanalplatten wurden wegen ihres geringen Ansprechvermögens im interessierenden Energiebereich, nicht in Betracht gezogen. Oberflächensperrschichtzähler (SB-Detekto-

ren) scheiden aus, weil sie bei dem geforderten Durchmesser Elektronen von 15 keV Energie nicht mehr nachweisen können. Als Faustformel kann man für Halbleiterzähler, als untere Nachweisgrenze, das Dreifache des elektronischen Rauschens angeben. Nun sind zwar z.B. von Ortec SB-Detektoren der Premium Serie mit 5 keV Rauschbeitrag erhältlich, aber nur mit einem Durchmesser von typisch 9 mm. Es blieb also der Si(Li)-Detektor§, der aber gekühlt werden mußte, um das Rauschen klein zu halten.

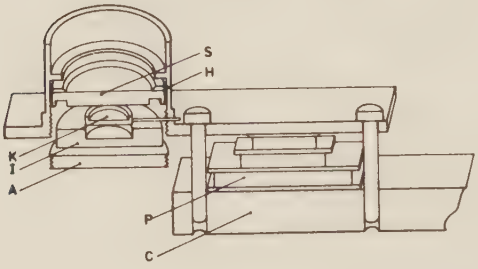


Abb.11: Detektor mit Halterung und Kühlung. S- Detektor; H-Halterung gleichz. negativer Kontakt; K-positiver Kontakt; I-Isolation; A-Andrückplatte; P-Peltierkühler; C-Cu-Kühlblock wasserdurchflossen.

Die Kühlung erfolgte mit einem Peltier-Kühler* . Es wurden Temperaturen von -56 Grad erreicht, mit fertig montiertem und kontaktiertem Detektor erhöhte sich die

---

§ Enertec-Schlumberger: Typ LEC 200-3000-986, 200 mm^2Fläche, 3mm Dicke

* Marlow Industries-Garland-Texas; Typ MI 3040; 0.9 Watt Kühlleistung bei 4.5 Ampere und 8 Volt.

Temperatur auf -40 Grad. Der typische Leckstrom bei diesen Temperaturen betrug 8 nA bei 300 V Sperrspannung.

Die Temperatur auf der Warmseite des Peltier Kühlers wurde durch einen mit gekühltem Wasser durchflossenen Kupferblock auf 5 Grad Celsius gehalten.

Als Vorverstärker wurde nicht der mitgelieferte PSC 761 eingesetzt, sondern der Typ 2001 A von Canberra. Der PSC 761 neigte wegen seiner DC-Kopplung zu Schwingungen. Als Lösung bot sich an, die Gate Elektrode des FET zu erden oder die gesamte Detektorandordnung Rf-mässig einzukapseln, um die Schwingungen zu unterdrücken. Beides war nicht möglich. Die AC-Kopplung des 2001 ermöglicht jedoch eine saubere Erdung des Detektors und damit eine Unterdrückung der Schwingungen.

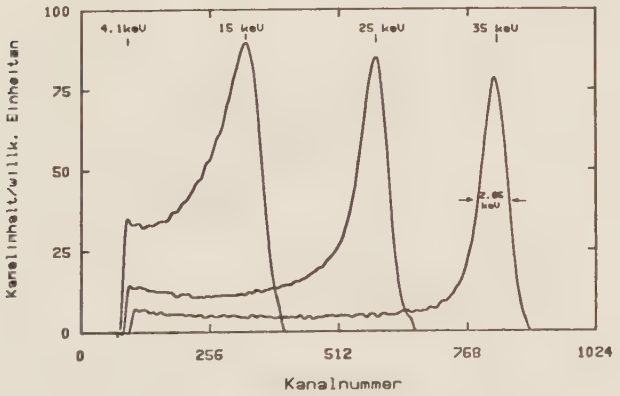


Abb.12: Mit gekühltem Si(Li)-Detektor aufgenommene Spektren niederenergetischer Elektronen.

Elektronen mit einer Energie von 15 keV konnten noch nachgewiesen werden (Abb. 12), wenn auch das Spektrum

hierbei schon stark durch Elektronenrückstreuung und unvollständige Ladungssammlung beeinflußt war. Bei 35 keV wurde eine Halbwertsbreite von 2.85 keV erreicht. Das Rauschen setzt bei 4.1 keV ein. Ein weiteres Absenken der Temperatur bis auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff verbesserte das Auflösungsvermögen nicht wesentlich. Andererseits durfte die Temperatur -30 Grad Celsius nicht überschreiten, weil sonst der Leckstrom plötzlich und sehr stark zunahm.

Abbildung 13 zeigt die Aufnahme des Spektrums einer Ba^{133}-Quelle. Die von den Konversionselektronen herrührenden Linien sind mit "e" bezeichnet. Sie sind breiter, als die von Photonen herrührenden Linien. Das fällt besonders bei 349 und 356 keV auf.

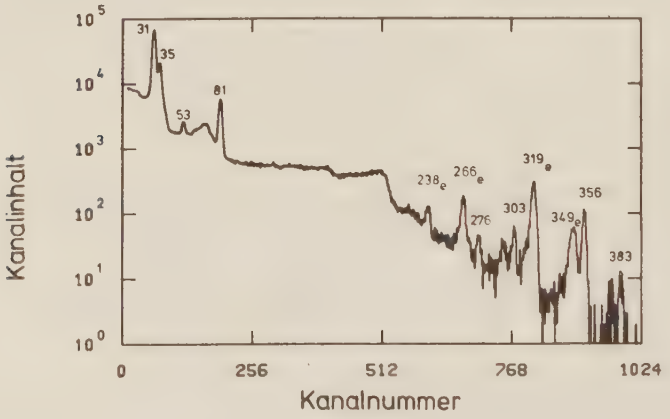


Abb.13: Mit gekühltem Si(Li)-Detektor aufgenommenes Spektrum einer Ba^{133} Quelle.

6. Elektronik

Die Komplexität des Experimentes zur Messung der Polarisation der e-e-Bremsstrahlung mit 6 Zeitinformationen

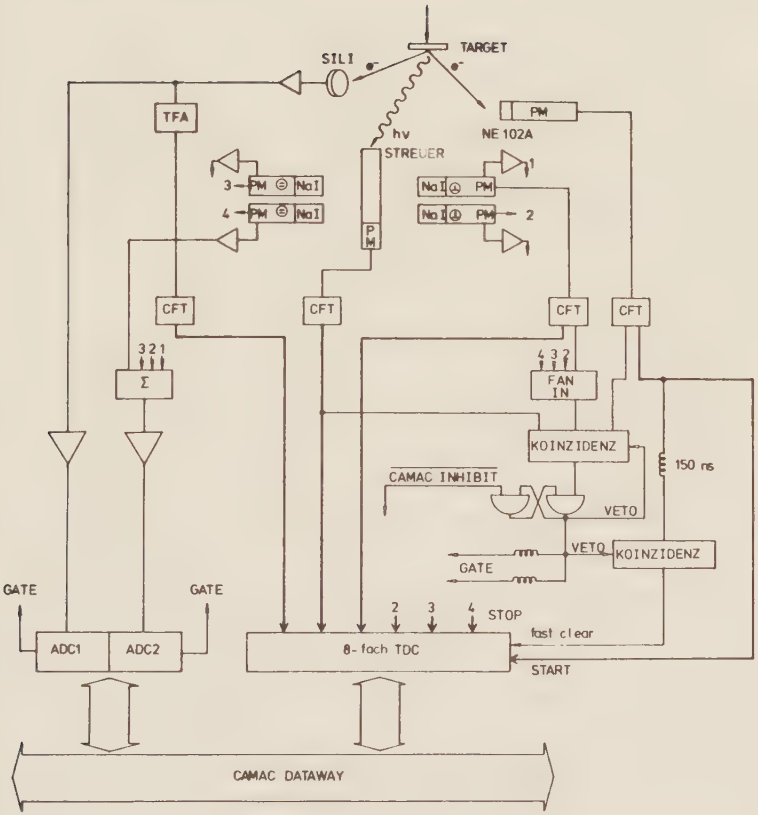


Abb. 14: Meßelektronik

und 2 Energieinformationen, also 8 Parametern, machte es erforderlich, den Aufbau der Elektronik neu zu konzipieren. Der Grundegedanke blieb der selbe wie bei Behncke (37), der experimentelle Aufbau konnte aber wegen des neu hinzugekommenen Zweiges des zweiten Elektrons nicht mehr übernommen werden.

Die zu erwartenden langen Meßzeiten, liessen es wünschenwert erscheinen, die Daten im "list mode" zu sammeln. Das bietet den Vorteil, daß sämtliche Fenster nach erfolgter Messung gesetzt werden können. Man ist dadurch flexibler und läuft nicht Gefahr, feststellen zu müssen, daß nach langer Meßzeit und verbesserter Statistik die Einstellungen geändert werden müßten.

Weiterhin erschien die Ankopplung an den hiesigen Zentralrechner (PDP 11/45) sinnvoll. Da schon ein Laborrechner (PDP 11/05) vorhanden war, entschieden wir uns zugunsten eines CAMAC- Meßsystems (39). Die Prozesssteuerung übernimmt hierbei der Laborrechner, der die Daten auch zwischenpuffert und zum Zentralrechner überträgt. Auf ein Betriebssystem für den Laborrechner konnte zurückgegriffen werden (40), lediglich die "Interrupt-routinen" für das CAMAC-System mußten ergänzt werden.

Der Aufbau der Messelektronik ist in Abbildung 14 dargestellt. Der Datenaufnahme ist eine schnelle Entscheidungslogik vorgschaltet, die unnütze Totzeiten vermeiden soll. Das ist bei dem verwendeten System wichtig, da die Abarbeitung eines Ereignisses vom Start Signal des TDC's[§] (LeCroy 2228) an, 250 µs beträgt .

Es werden nur solche Ereignisse verarbeitet, bei denen eine Koinzidenz (Koinzidenzauflösungszeit 100ns) zwi-

---

§ TDC: Time to Digital Converter; digitalisiert Zeitdifferenzen

schen dem Impuls des Elektronendetektors (1-tes Elektron), dem Impuls des Streuers und dem Impuls eines der vier NaI-Detektoren vorliegt. Das Ausgangssignal der Koinzidenzeinheit setzt ein RS-Flip-Flop. Die Zurücksetzung des Flip-Flops erfolgt kurz vor Ende der "Interrupt-routine", nach Auslesen und Abarbeiten der Daten, mit Rücknahme des "CAMAC-Inhibit" Signals. Das Flip-Flop steuert die Torlogik der ADC's (Wenzel MAD-8A, Canberra 8070) und das schnelle Zurücksetzen (fast clear) des TDC's. Das ADC1 (MAD-8A) ist über eine "interface"-Logik mit einem "input/output- register" (NE 9066), das ADC2 (8070) direkt mit einem "input-register" (NE 9069B) an den CAMAC-Bus angeschlossen.

Die schnelle Logik wurde vorgeschaltet, da sonst bei jedem Start-Signal des TDC's - also bei jedem Impuls des ersten Elektronendetektors - das Ausleseprogramm reagiert hätte. Liegt andererseits keine Koinzidenz vor, so erfolgt mit dem um 150 ns verzögerten Start-Signal eine Löschung der Konversion, die durch eben dieses Signal initiiert wurde.

Überlagert ist dem noch eine langsame Entscheidungslogik, die vom Rechner übernommen wird. Entsprechend dem Entwurf des Polarimeters ist ein Ereignis nur dann gültig, wenn zusätzlich zu dem Start-Signal des Elektrons das Stopp- Signal des Streuers und das Stopp-Signal eines der vier NaJ-Detektoren vorhanden ist. Die Stopp-Signale der NaJ-Detektoren sind in der weiteren Auswertung als logische Bedingung erforderlich, um die Zeitspektren (Elektron-Streuer) der senkrecht und parallel gestreuten Photonen aufzubauen.

Die Signale des Si(Li)-Detektors sind in diese Logik nicht eingebettet. Sie dienen bei der "off-line"-Auswertung dazu, Ereignisse der e-e- Bremsstrahlung von Ereignissen der e-n- Bremsstrahlung zu unterscheiden.

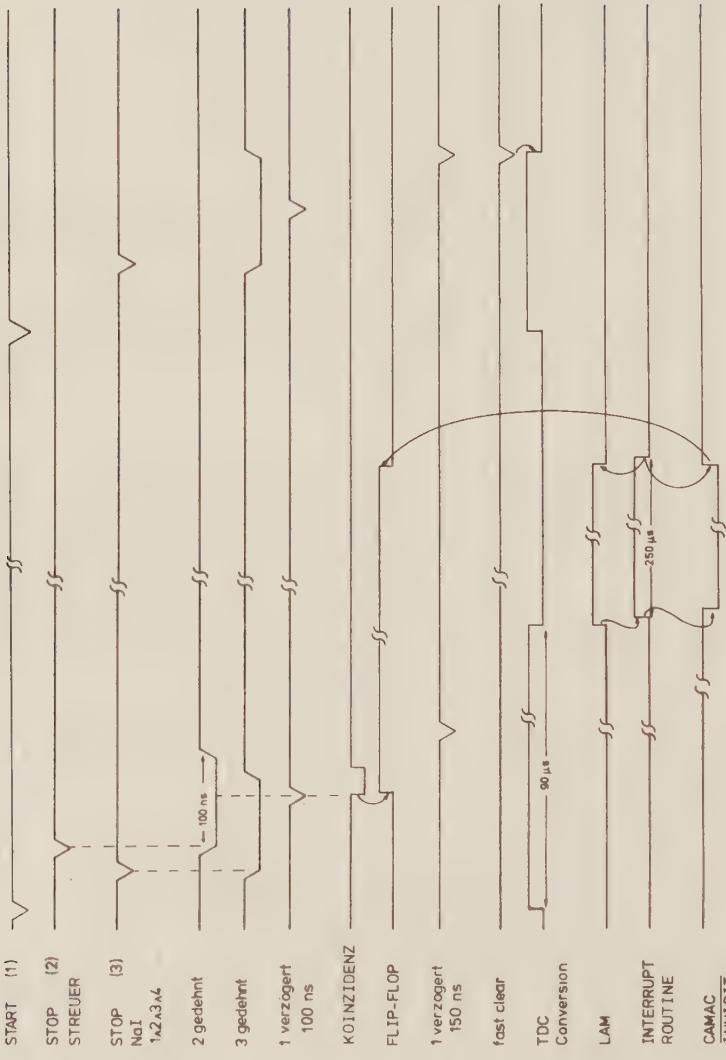


Abb. 15: Impulslaufplan

IV Die Dreifachkoinzidenz

1. allgemeine Überlegungen

Bremsstrahlungsereignisse der Elementarprozesse werden durch die Beobachtung der Koinzidenz zwischen Bremsquanten und gebremsten Elektronen nachgewiesen.

Mit einer Zweifachkoinzidenz werden dabei alle Bremsstrahlungsprozesse, sowohl e-n- wie auch e-e-Prozesse erfaßt. Sollen e-e- von e-n-Ereignissen getrennt werden, ist noch eine weitere Information erforderlich. Zum einen gelingt die Trennung dadurch, daß die Bremsquanten unterschiedliche Energien besitzen (6,7), zum anderen erlaubt der Nachweis des dritten Teilchens, des zweiten Elektrons, eine eindeutige Identifizierung eines e-e-Ereignisses.

Die Zweifachkoinzidenz liefert als Fläche im Zeit-Spektrum die Ereignisse N_{e-e} und N_{e-n} der e-e-Bremsstrahlung, bzw. der e-n-Bremsstrahlung. Der Untergrund der zufälligen Koinzidenzen berechnet sich in bekannter Weise aus den Einzelzählraten,

$$Z = N_1 N_2 T_1 \qquad (5)$$

mit T_1 als Koinzidenzauflösungszeit.

In einer dreidimensionalen Darstellung der Zeit-Spektren sieht man als koinzidente Ereignisse (3-fach koinzident), in der Fläche unter dem "peak" (Abb. 17), natürlich nur die Anzahl N_{e-e} der e-e Ereignisse.

Der Untergrund an zufälligen Ereignissen berechnet sich, wie oben, aus den Einzelzählraten:

$$ZZ = N_1 N_2 N_3 T_1 T_2 \qquad (6)$$

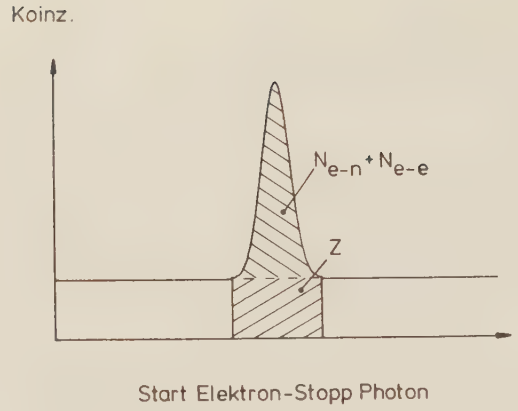


Abb. 16: Zeitspektrum (schematisch) der Bremsstrahlungs-Prozesse ohne zusaetzliche Energiebedingung. Start: Elektron - Stopp: Photon (Zweifachkoinzidenz).

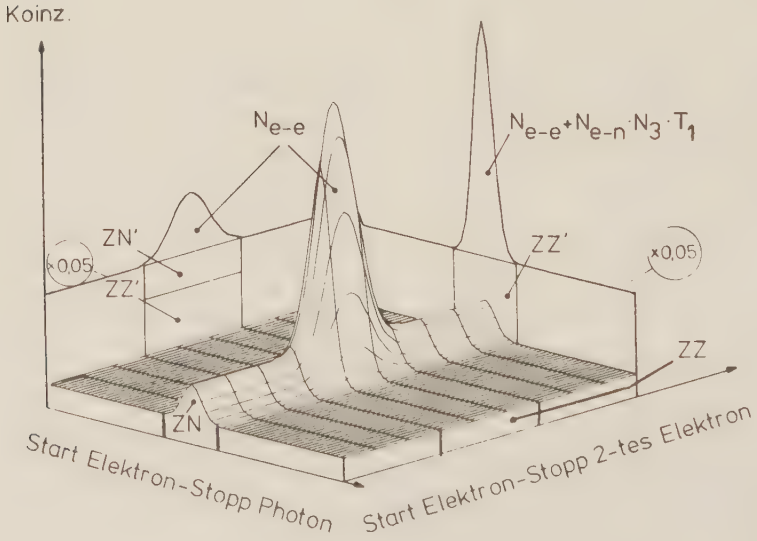


Abb. 17: Zeitspektrum (schematisch, dreidimensional) der Dreifach-Koinzidenz. Auf den Achsen jeweils Projektionen der Summe der Ereignisse, ZZ=zufällige Ereignisse, ZZ'=Summe(ZZ), ZN=zufällige Ereignisse, die von Ereignissen der e-n-Bremsstrahlung herrühren; ZN'=Summe(ZN)=$N_3 N_{e-n} T_1$.

er wird wird um den Faktor $N_3 T_2$ herabgesetzt. Das entspricht der Aufteilung der zufälligen Koinzidenzen Z, aus der Zweifach-Koinzidenz, längs der Zeitachse des zweiten Elektrons.

Die e-n-Ereignisse sind natürlich nicht dreifach-koinzident. Da die Dreifach-Koinzidenz aber eine Erweiterung der Zweifach-Koinzidenz darstellt, sind sie in ihr ebenso enthalten, wenngleich um den Faktor $N_3 T_2$ herabgesetzt.

$$ZN = N_{e-n} N_3 T_2 \qquad (7)$$

Als koinzidente Ereignisse der Zweifach-Koinzidenz sind sie in Bezug auf eine Zeitachse schon festgelegt; sie werden parallel zur Zeitachse des zweiten Elektrons, im Bereich der Koinzidenzlinie der Photonen, längs der Zeitachse des zweiten Elektrons, aufgeteilt.

In der Projektion auf die Achsen wird die Summe aller Ereignisse gezeigt. Die Auswertung kann, wenn man die Anzahl ZN der zufälligen Koinzidenzen subtrahieren will, nur im Zeit-Spektrum des zweiten Elektrons erfolgen. Wählt man ein Intervall der Breite T_2, so erhält man die Summe der Ereignisse:

$$N_{e-e} + N_{e-n} N_3 T_2 + N_1 N_2 N_3 T_1 T_2 \qquad (8)$$

Das zweite Glied ist verantwortlich dafür, daß man immer noch einen Bruchteil der e-n-Ereignisse mitmißt (s. Abb.20). Eine Abschätzung mit Zahlen aus dem Experiment soll diesen Anteil verdeutlichen.

Bei einem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte e-n/e-e wie 3:1, seien die Koinzidenzraten in 400h:

$$N_{e-n} = 3000$$
$$N_{e-e} = 1000$$

Die Zählrate im Zweig des zweiten Elektrons sei:

$$N_3 = 70000/sec$$

Bei einer Breite des Auswerteintervalles T_1 von 100 ns ergibt dies für ZN:

$$ZN = 21$$

Das entspricht 2.1% der e-e-Ereignisse.

2. Auswahl der Meßparameter

Die Auswahl der Meßparameter unterliegt folgenden Beschränkungen:

a) Energie des zweiten Elektrons > 20 keV
b) Energie des Photons > 80 keV
c) günstiger Wirkungsquerschnitt der e-e-Bremsstrahlung
d) möglichst kleiner Öffnungswinkel der Elektronen (2-tes Elektron)
e) möglichst kleines Impulsband der Elektronen (2-tes Elektron)
f) Winkel des ersten Elektrons zwischen 0 und + 25 Grad

Unter diesen Voraussetzungen schien folgende Kombination günstig:

Spektrometerenergie	150 keV
Winkel des ersten Elektrons	25 Grad

Damit konnten a) und b) erfüllt werden; für c), d) und e) stellte diese Wahl einen tragbaren Kompromiß dar.

Zusammen mit der Energiebreite und dem Öffnungswinkel des ersten Spektrometers und dem Öffnungswinkel des Polarimeters, lassen sich mit diesen Werten Öffnunswinkel und Ener-

giebreite des zweiten Elektrons bei gegebenem Photonenwinkel bestimmen (Energie- und Impulserhaltung). Die zugehörigen Funktionen hängen von 5 Grössen ab. Das Funktionsmaximum bzw. -minimum wurde bezüglich dieser Grössen mit einem iterativen Verfahren bestimmt. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 18 und 19 dargestellt. Sie stellen die Vorgabe für das zweite Spektrometer dar (s.S.19).

Eine Sonderstellung nimmt der Winkel von -35 Grad ein (durch Pfeil gekennzeichnet). Photon und zweites Elektron laufen hier unter dem selben Winkel aus. Eine Messung unter diesem Winkel erfordert eine offene Bauweise des Spektrometers.

3. Testmessungen zur Dreifach-Koinzidenz

Erste Testmessungen ergaben eine gegenseitige Beeinflussung der beiden Spektrometer durch ihre Streufelder. Die Neukalibrierung erfolgt sinnvollerweise mit Hilfe elastisch gestreuter Elektronen. Erfahrungen, die gesammelt werden konnten zeigten, daß die Kalibrierung unter den dem eigentlichen Experiment entsprechenden Winkeln und bei den entsprechenden Energien durchgeführt werden mußten.

Durch die gegenseitige Beeinflussung hatte sich die Energiekalibrierung des ersten Spektrometers geändert. Die Fokussierung des Vertikalspektrometers mußte überprüft und neu eingestellt werden. Ebenso mußte die Lage der Fokussierungsfigur des zweiten Spektrometers neu bestimmt werden. Hierzu wurde der Strahlkopf[§] eines Elektronenmikroskops (Zeiss EM 8) unter 0 Grad an die Messkammer angeflanscht. Die Betriebsspannung betrug, entsprechend der Energie des zweiten Elektrons bei den gewählten Parametern, 35 kV. Der Winkel der elastische gestreuten Elektronen betrug dementsprechend -35 Grad.

---

§ Herr Dr. Hasselbach vom Institut für Angewandte Physik Tübingen stellte dankenswerterweise dieses Gerät zur Verfügung.

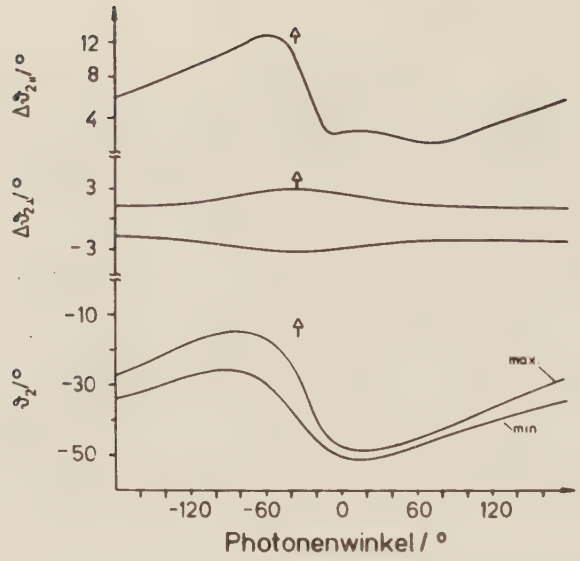


Abb. 18: Min. bzw. max. Winkel des zweiten Elektrons in Abhaengigkeit vom Photonenwinkel bei ϑ_e=25 Grad und T_1=150 keV, unter Beruecksichtigung endlicher Energiebreite und endlicher Oeffnungswinkel des ersten Spektrometers und des Polarimeters.
b) Oeffnungswinkel senkrecht zur Streuebene.
c) Oeffnungswinkel in der Streuebene (aus a.))

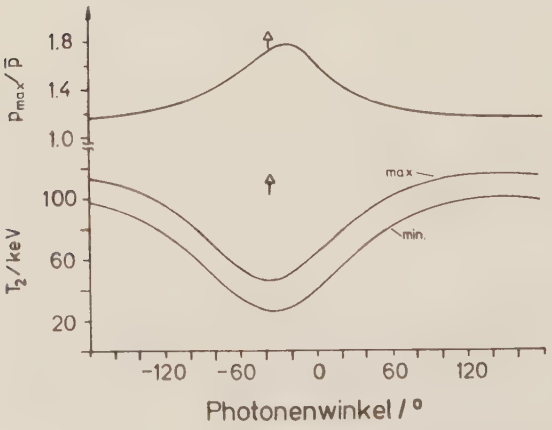


Abb. 19: a) Min. bzw. max. Energie (T_2) des zweiten Elektrons (vgl. Abb.18).
b) Verhaeltnis von maximalem zum mittlerem Impuls (aus a.))

Bei kleineren Winkeln (negative Winkel) ist die Beobachtung der Fokussierungsfigur wegen der geringen Intensität nicht mehr möglich. Grössere Photonenwinkel bedeuten aber geringere Winkel des zweiten Elektrons, so daß aus den eben genannten Gründen grössere Photonenwinkel als -35 Grad nicht möglich sind. Kleinere Photonenwinkel, die aufgrund der Kinematik wiederum grösseren Winkeln des zweiten Elektrons entsprechen, sind, bedingt durch das zweite Spektrometer, nicht möglich.

Der experimentelle Aufbau erlaubt also, unter den jetzigen Beschränkungen, nur eine Dreifachkoinzidenz bei einem Photonenwinkel von -35 Grad.

Die Gesamtheit aller Einstellungen wurde anschliessend mit einer Anordnung getestet, in dem der Polarisationsanalysator durch einen Ge(Li)-Detektor ersetzt worden war. Die bessere Energieauflösung des Halbleiterzählers ermöglichte eine Trennung der e-e- Ereignisse von den e-n-Ereignissen schon mit einer Zweifach- Koinzidenz. Das ist in Abbildung 20, 3c zu sehen. Hierzu wurde lediglich im "TDC-Spektrum" (1b) das eingezeichnete Auswerteintervall verwendet, und der Untergrund der zufälligen Koinzidenzen subtrahiert.

Die Dreifachkoinzidenz wird erreicht, indem man zusätzlich im "TDC-Spektrum" des zweiten Elektrons (Start:erstes Elektrons- Stopp:zweites Elektron) und im Energiespektrum des zweiten Elektrons Intervalle festlegt, so wie es in 2d und 4d gezeigt wird. Die e-e-Ereignisse sind nun im Energiespektrum der Photonen (3d ohne Untergrundsubtraktion) klar isoliert. Die verbleibenden Ereignisse der Bleifluoreszenz und der e-n-Bremsstrahlung entfallen bei Subtraktion des Untergrundes der zufälligen Koinzidenzen.

Der Grund für das Auftreten der "zufälligen" e-n- Ereignisse liegt in der Erweiterung der Zweifach-Koinzidenz. Im einzelnen ist dies schon in Kapitel 1 (S.29) besprochen.

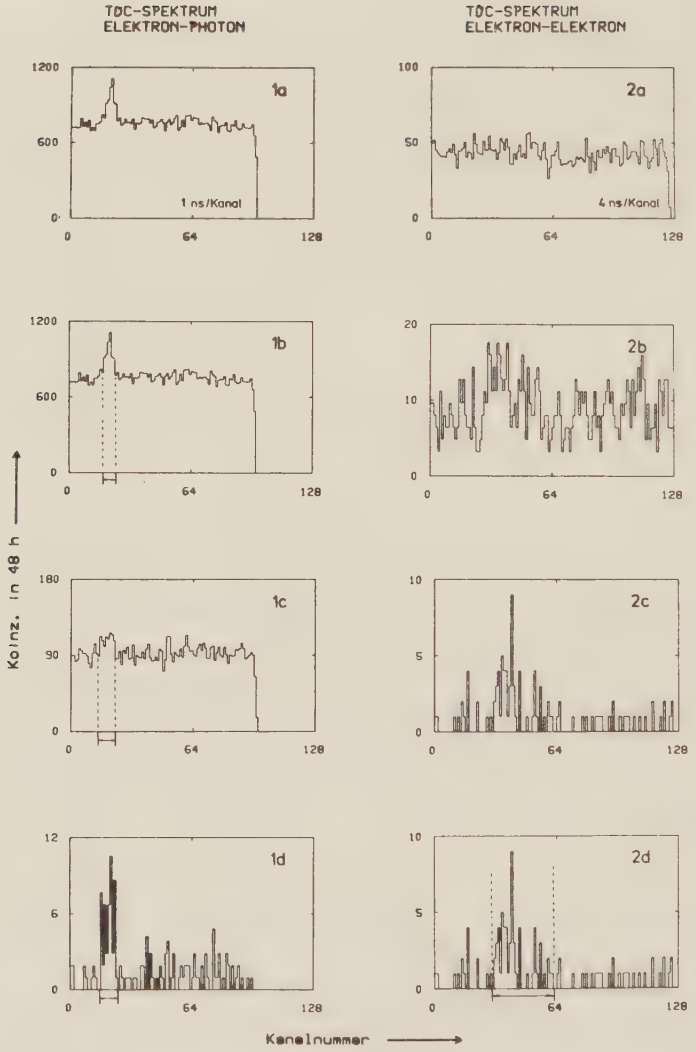
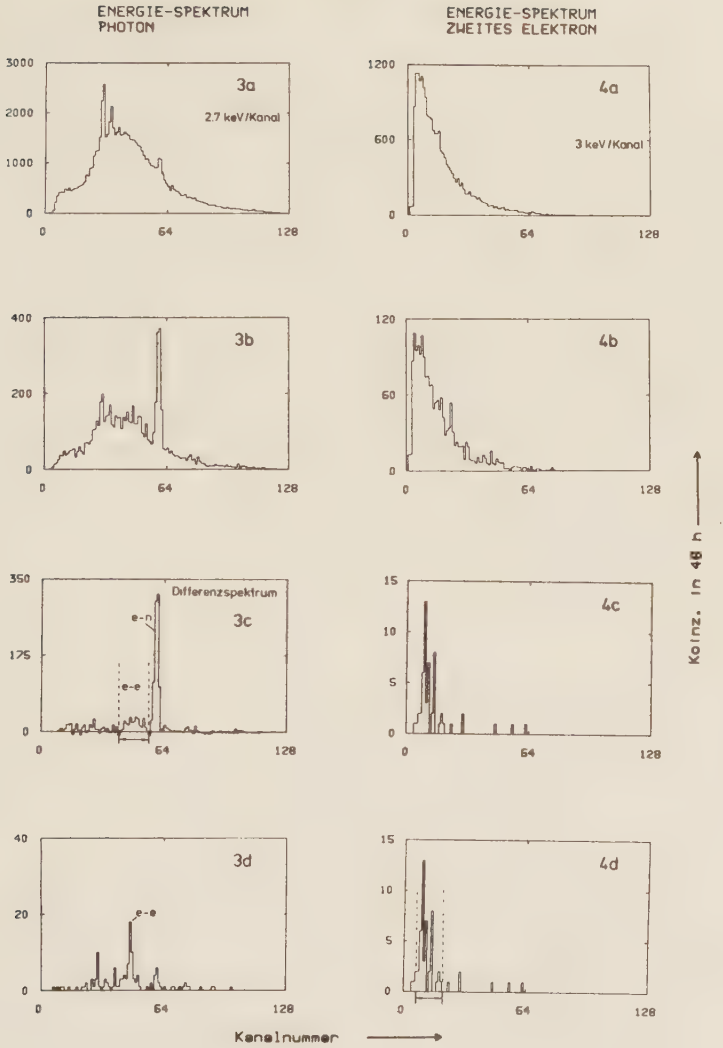


Abb. 20: Entwicklung von der Zweifachkoinzidenz zur Dreifach - Koinzidenz. Im "list mode" aufgenommene Spektren unter der Voraussetzung einer Koinzidenz zwischen erstem Elektron und Photon.
Reihe a) zeigt die Spektren ohne zusaetzliche Bedingung.
Reihe b): in 1b Auswerteintervall im Bereich der "TDC"-Linie gesetzt mit Auswirkungen auf Spektren 2b, 3b, 4b.



Reihe c): zusaetzliches Intervall im Bereich der e-e-Ereignisse im Photonenspektrum.

Reihe d): Auswerteintervalle in 1d, 2d, 4d mit Auswirkungen auf das nun dreifach-koinzidente Photonenspektrum (3d).

Vergleicht man die Ereignisszahlen der e-e-Bremsstrahlung in der Zweifach- und Dreifach-Koinzidenz, so erkennt man, daß beim Übergang von der Zweifach- zur Dreifach- Koinzidenz, ein Verlust von 70% auftritt. Ausgehend von den Werten für Punktgeometrie, wurde eine Monte-Carlo-Rechnung, unter Einbeziehung der Mehrfachstreuung beider Elektronen in der Streufolie, durchgeführt, die jedoch für die gegebene experimentelle Situation lediglich einen Verlust von 20% ergab.

Die Schwierigkeit des vorliegenden Experimentes liegt offensichtlich darin, daß um alle drei Teilchen nachweisen zu können, eine genaue Einstellung der Streuwinkel der drei Teilchen erforderlich ist; eine Einstellung, die eigentlich nur an dem zu messenden Prozeß selbst erfolgen kann. Die langen Meßzeiten stehen dem jedoch entgegen.

V Messung und Auswertung

1. Meßverfahren

Die Datenaufnahme erfolgt mit einem "CAMAC"-System*, das von einem Prozeßrechner (PDP 11/05) gesteuert wird. Im Prozeßrechner werden die Daten gespeichert und nach Ablauf einer wählbaren Zeit zum Zentralrechner (PDP 11/45) übertragen. Gespeichert werden die Inhalte von 20 Zählern und die Inhalte der TDC's und der ADC's. "Interrupt-routinen" übernehmen die Steuerung. Während bei jedem Überlauf eines Zählers dessen Inhalt zu dem Inhalt eines bestimmten Speicherplatzes addiert wird, werden die Daten des TDC's und der ADC's im "list-mode" abgespeichert, d.h. es wird Ereignis für Ereignis in aufeinanderfolgenden Speicherplätzen abgespeichert.

Ein Datum besteht hierbei aus acht Zahlen (6 Kanäle des TDC's und 2 ADC's) in definierter Reihenfolge (Tab.3), wobei die Zahlen folgende Informationen wiedergeben.

Tabelle 3

Start:Elektron - Stopp:Streuer
Start:Elektron - Stopp:Analysator Nr. 1
Start:Elektron - Stopp:Analysator Nr. 2
Start:Elektron - Stopp:Analysator Nr. 3
Start:Elektron - Stopp:Analysator Nr. 4
Start:Elektron - Stopp:Si(Li)-Detektor
Energie: Analysator
Energie: Si(Li)-Detektor

---

* CAMAC: Acronym für "Computer application to measurement and control". Spezifikation für modulare, Daten austauschende Ausrüstung auf der Basis standardisierter "Interfaces".

Die Daten werden gleichzeitig nach ihrer Impulshöhe analysiert. Zu Kontrollzwecken werden die so gewonnenen Spektren auf einem Oszilloskop sichtbar gemacht. Die Inhalte der Zähler und das letzte abgearbeitete Ereignis werden in zwei Sekunden Intervallen auf einem Sichtgerät dargestellt. Ein Y-t-Schreiber ist über einen Digital-Analog-Converter an das CAMAC-System angeschlossen. Die Zählraten des Monitor Zählers und des Strahlstrom-Digitalisierers werden als Analogwerte auf ihm dargestellt. Im Rechner wird aus den beiden letzten Grössen das Verhältnis gebildet, das ebenfalls von dem Schreiber aufgezeichnet wird.

Diese drei Grössen geben jederzeit Aufschluß über den Zustand der Streufolie, über die Fokussierung und die Lage des Strahls. Die Fokussierung und Lage des Strahls wurde spätestens alle zehn Stunden zusätzlich optisch überprüft. Die Lageänderung blieb hierbei immer unter einem Millimeter, die Fokussierung blieb nahzu unbeeinflußt.

Um die Belastung der Folie klein zu halten, wurde sie mitsamt der Halterung ständig von einem kleinen Elektromotor bewegt. Der Bewegung lag eine Lissajous-Figur zu Grunde. Die Umrandung der dabei überstrichenen Fläche betrug etwa 4mm * 4mm.

Während der Messung der Polarisation der e-e-Bremsstrahlung, wurde zusätzlich die Temperatur und der Sperrstrom des Si(Li)- Detektors überwacht.

Die Meßzeit pro Winkel wurde in vier gleichlange Zyklen unterteilt. Zu Beginn eines jeden Zyklus wurde das Polarimeter um jeweils 90 Grad um die Achse des Streuers gedreht, um apparative Asymmetrien des Polarimeters zu verringern.

2. Auswertung und statistischer Fehler

Die Daten wurden im "list-mode" gesammelt; sie konnten des-

halb auch noch nach erfolgter Messung auf eine andere Grösse als die Meßzeit pro Polarimeterstellung normiert werden. Wir wählten hierfür die Monitorzählrate, die proportional dem Produkt aus Strahlstrom, Zeit und Targetdicke ist.

Im Anschluß an die Messung wurden die Daten von ihrer ASCII Darstellung in die interne Maschinendarstellung umcodiert und in Form von vier Dateien auf Massenspeicher abgespeichert.

In jeder der vier Stellungen des Polarimeters stehen zwei Analysatoren senkrecht und zwei parallel zur Streuebene. Für die Bestimmung der Polarisation ist nur die Information senkrecht oder parallel zur Streuebene von Bedeutung. Deshalb können die vier Dateien zu zweien zusammengefaßt werden. Anhand dieser zwei Dateien erfolgt die eigentliche Auswertung.

Die Dateien werden Datum für Datum abgesucht, ob folgende Bedingungen erfüllt sind:

a) Streuung im gewünschten Analysator
b) gestreutes Quant im gewünschten Energiebereich
c) Ereignis innerhalb der Linie des Zeitspektrums des gewünschten Analysators (Start:Elektron-Stopp:Analysator).

Bei der Bestimmung der Polarisation der e-e-Bremsstrahlung kommen zwei weitere Bedingungen hinzu:

d) Ereignis innerhalb der Linie des Zeitspektrums des Streuers (Start:Elektron-Stopp:Streuer).
e) Ereignis im Zeitspektrum des zweiten Elektrons (Start:Elektron-Stopp:zweites Elektron).

Aus den Ereignissen, die diese Bedingungen erfüllen wird das Zeitspektrum des Streuers aufgebaut. Entsprechend der Wahl des Analysators ist dies das Spektrum für senkrechte oder parallele Streuung.

Bei der e-e-Bremsstrahlung wird das Zeitspektrum des Si(Li)-Detektors erstellt. Aus Gründen, die in Kap. 4.3 näher dargelegt sind, ist die Auswertung nur an Hand dieses Zeitspektrums möglich.

Man erhält schliesslich vier Spektren für senkrecht und vier für parallel gestreute Photonen, aus denen sich nach Addition und Subtraktion des Untergrundes, die Zahlen $N_\perp$ und $N_\parallel$ aus der Fläche unter dem Peak bestimmen. Hieraus berechnet sich die Polarisation zu:

$$P = \frac{R + 1}{R - 1} \frac{N_\perp - N_\parallel}{N_\perp + N_\parallel} \tag{9}$$

Zur Berechnung des Untergrundes wird oberhalb und unterhalb der Koinzidenzlinie eine Gerade nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt. Bei diesem Verfahren erhält man als statistischen Fehler:

$$N = \sqrt{N + \sigma^2} \tag{10}$$

mit:

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \Sigma (mK + b - N_K)^2 \tag{11}$$

Hierbei ist:

N: Anzahl der echten Koinzidenzen
σ: Fehler der Ausgleichsgeraden
n: Anzahl der Kanäle, die zur Berechnung der Ausgleichsgeraden verwendet wurden
K: Kanalnummer
N_K: Kanalinhalt
m: Steigung der Ausgleichsgeraden
b: Achsenabschnitt der Ausgleichsgeraden

Als relativen Fehler des Polarisationsgrades erhält man

dann:

$$\frac{\Delta P'}{P'} = \frac{-2\Delta r}{(1 + r)(1 - r)} \qquad (12)$$

mit:

$$r = \frac{N_\perp}{N_\parallel} \quad , \quad P' = \frac{N_\parallel - N_\perp}{N_\parallel + N_\perp} \quad ,$$

$$\frac{\Delta r}{r} = \sqrt{\frac{\Delta N_\perp^2}{N_\perp^2} + \frac{\Delta N_\parallel^2}{N_\parallel^2}}$$

3. Meßparameter und Fehler

Die Parameter der Messungen sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Die Polarisation wurde mit Hilfe der Formel (9) bestimmt. Der in den Figuren eingezeichnete Fehlerbalken ist das quadratische Mittel aus dem statistischen Fehler und dem systematischen Fehler bei der Berechnung des Asymmetriefaktors. Die einzelnen Fehler bei dieser Berechnung können entweder abgeschätzt oder berechnet werden. Der Gesamtfehler des Asymmetrieverhältnisses wird zu $\pm 5\%$ abgeschätzt.

Die weiteren systematischen Fehler sind in Tabelle 4 wiedergegeben.

Tab. 4: Meßparameter und Fehler. I: Stromstärke, t: Meßzeit, T_0: Primärenergie, T_1:Energie des gebremsten Elektrons, ΔT_1: Halbwertsbreite des Spektrometers, ϑ_e:Winkel des gebremsten Elektrons, Ω_e : zugehöriger Raumwinkel, ϑ:Photonenwinkel, Ω : zugeh. Raumwinkel, D: Targetdicke, R: Asymmetriefaktor.

T_0 = 300 keV ± 0.2%
Ω_e = 2.42 msr ± 1.5% Ω_γ = 3.05 msr ± 2%

T_1 = 140 keV ± 0.5%, ΔT_1 = 4.8 ± 1%
ϑ_e = 20° ± 0.2% , F = (R+1)/(R-1) = 1.385 ± 2%

Z	I/µA	D (µg/cm^2)	t/h	ϑ
29	1.00 ± 3%	58.8 ± 6%	98	-39° ± 0.2%
	0.88 ± 3%	60.6 ± 6%	100	-30° ± 0.2%
	1.00 ± 3%	34.6 ± 6%	150	-18° ± 0.2%
	0.66 ± 3%	56.6 ± 6%	90	0° ± 0.2%
	0.40 ± 3%	64.9 ± 6%	93	+20° ± 0.2%
79	0.25 ± 3%	35.6 ± 5%	96	-39° ± 0.2%
	0.25 ± 3%	26.3 ± 5%	80	-30° ± 0.2%
	0.25 ± 3%	33.9 ± 5%	97	-18° ± 0.2%
	0.18 ± 3%	26.1 ± 5%	67	0° ± 0.2%
	0.30 ± 3%	29.0 ± 5%	91	+20° ± 0.2%

T_1 = 150 keV ± 0.1% ΔT_1 = 5.2 keV ± 1%
ϑ_e = 25° ± 0.2% F = 1.38 ± 2%

Z	I/µA	D (µg/cm^2)	t/h	ϑ
6	1.50 ± 3%	21.2 ± 5%	428	-35° ± 0.2%

VI Messergebnisse und Vergleich mit der Theorie

1. e-n-Bremsstrahlung

Die Polarisation der e-n-Bremsstrahlung wurde bei fünf verschiedenen Winkeln für Kupfer (Z=29) und für Gold (Z=79) bestimmt. Die Ergebnisse der Messungen sind in der Abbildung 21 wiedergegeben. Der Fehler ist, wie schon erwähnt, das quadratische Mittel aus dem statistischen Fehler und dem systematischen Fehler bei der Berechnung des Asymmetriefaktors.

Wir vergleichen unsere Ergebnisse mit Berechnungen der Polarisation in Bornscher Näherung (8) und mit Rechnungen nach Haug (25). Wir erhalten in Anwendung der Formeln auf die experimentelle Situation, die durchgezogene Kurve (Haug) und die punktierte Kurve (Bornsche Näherung).

Ausgehend von den Formeln für Punktgeometrie (Haug, Gluckstern et. al.), werden in einem Monte-Carlo- Programm (43) die Werte für beide Kurven berechnet, wobei folgende Korrekturen berücksichtigt werden:

a. endliche Öffnungswinkel im Zweig des gebremsten Elektrons
b. endliche Öffnungswinkel im Photonenzweig
c. Energiebreite des Magnetspektrometers
d. bedingt durch die endliche Targetdicke, besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron in der Streufolie vor oder nach der Bremsstrahlungserzeugung elastisch gestreut wird. Diese Mehrfachstreuung führt zu einer Änderung des Winkels des gebremsten Elektrons, die berücksichtigt werden muß.

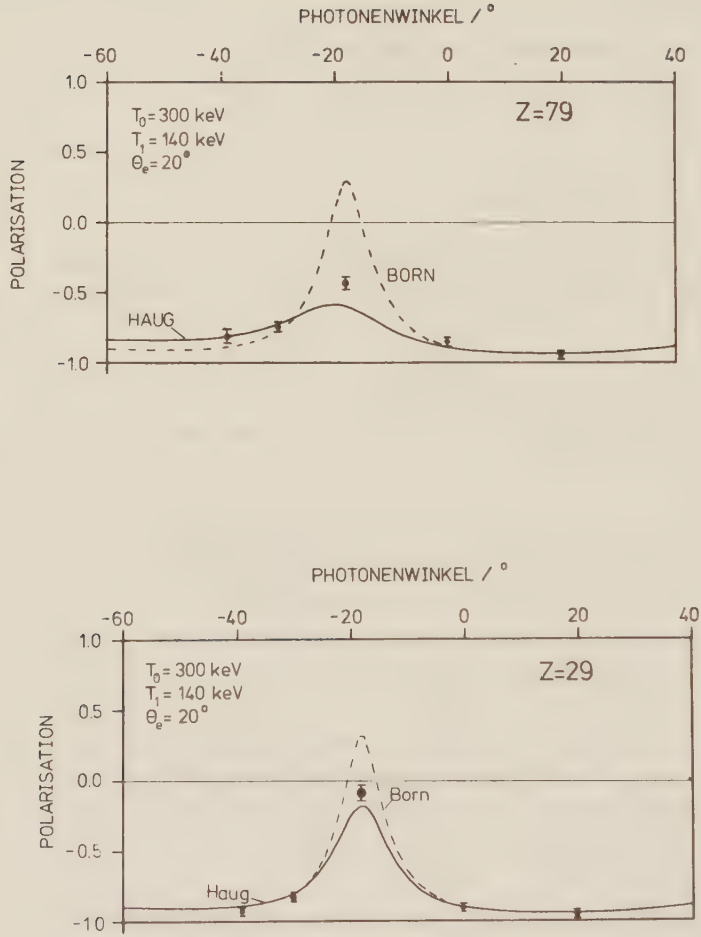


Abb.21: Polarisation der e-n-Bremsstrahlung in Abhängigkeit vom Photonenwinkel

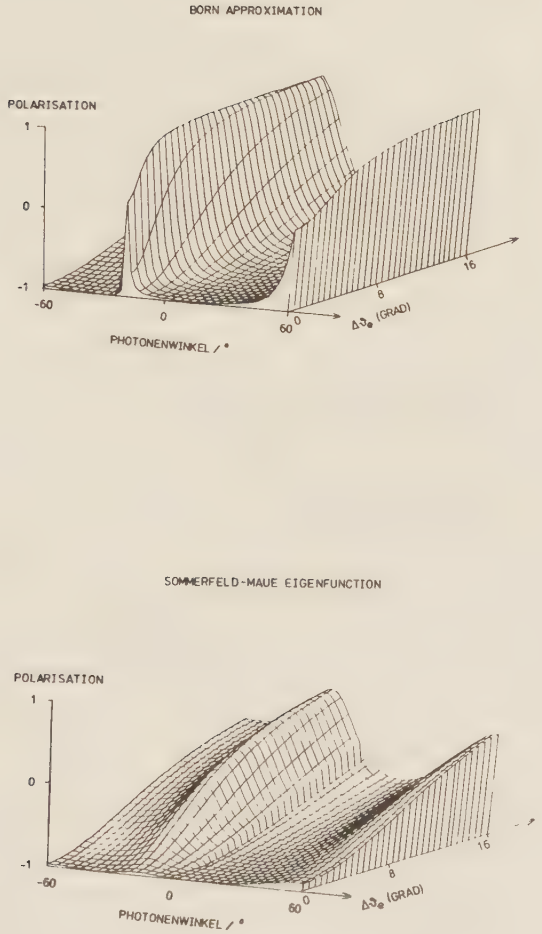


Abb.22: Polarisation der e-n-Bremsstrahlung in Bornscher Näherung und berechnet mit Sommerfeld-Maue- Wellenfunktionen, als Funktion des Photonenwinkels und des Elektronenebenenwinkels .

Trotz des eingeschränkten Gültigkeitsbereiches der Rechnungen in Bornscher Näherung ($\alpha Z << \beta$, mit $\beta = 0.78$ für das einlaufende, bzw. $\beta = 0.62$ für das auslaufende Elektron), sowie der Rechnungen nach Haug ($\alpha Z << 1$), wird der experimentell bestimmte Verlauf der Polarisation von den Berechnungen gut wiedergegeben. Lediglich im Bereich der Polarisationsabnahme, wo auch der Wirkungsquerschnitt minimal wird, treten Abweichungen auf. Insgesamt gesehen besteht eine bessere Übereinstimmung mit den Rechnungen nach Haug, als mit den Berechnungen in Bornscher Näherung, wie es auch zur erwarten war.

Erstaunlich ist, daß sich die beiden , der experimentellen Situation angepaßten Kurven, nicht mehr so stark unterscheiden, wie das nach den Abbildungen 3 und 8 zu erwarten wäre. Die Ursache dafür ist darin zu suchen, daß sich die Polarisation stark ändert, wenn das gebremste Elektron nicht mehr in der Streuebene nachgewiesen wird (Abb. 22). $\Delta\vartheta_e$ soll hier der Ebenenwinkel des gebremsten Elektrons gegenueber der Streuebene darstellen. In Bornscher Näherung wird schon bei kleinen Winkeln $\Delta\vartheta_e$ $P = +1$ erreicht. Im Vergleich zu Rechnungen mit Sommerfeld- Maue- Wellenfunktionen ändert sich die Polarisation in Bornscher Näherung im Bereich der Polarisationsumkehr sehr stark. Durch die Berücksichtigungen im Rahmen der Monte-Carlo-Rechnung findet in gewisser Weise eine Mittelung über $\Delta\vartheta_e$ und über den Photonenwinkel statt. Der steile Anstieg der Polarisation in Bornscher Näherung wird gemildert durch die geringe Breite. Es ergibt sich also eine Annäherung an die korrigierte Kurve nach Haug, die durch ihren glatteren Verlauf hiervon nicht so stark betroffen ist.

2. e-e-Bremsstrahlung

Die Polarisation der e-e-Bremsstrahlung wurde für einen Photonenwinkel an Kohlenstoff (Z=6) bestimmt. Die Parameter bei diesem Winkel sind derart, daß das zweite Elektron unter dem selben Winkel ausläuft wie das Photon. Die Messung ergab vollständige lineare Polarisation in der Streuebende, in Übereinstimmung mit Rechnungen nach Mack (26).

Die Korrekturen der oben erwähnten Art waren hier zu vernachlässigen, was hauptsächlich auf die, durch die niedere Ordnungszahl und die durch die geringe Targetdicke bedingte, geringfügige Mehrfachstreuung zurückzuführen ist. Für Punktgeometrie berechnete Werte und in Bezug auf Öffnungswinkel korrigierte Werte fallen zusammen (durchgezogene Linie).

Trotz der sehr langen Meßzeiten ist der Fehler noch sehr groß. Der Grund dafür ist in dem sehr kleinen Wirkungsquerschnitt der e-e-Bremsstrahlung zu suchen (Abb. 23).

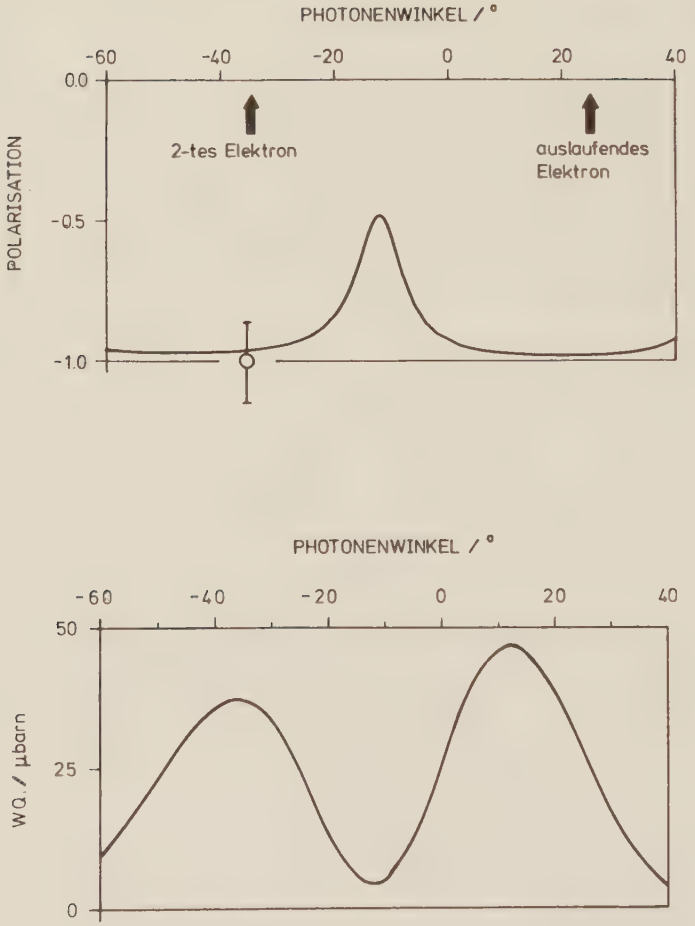


Abb.23: Polarisation der e-e-Bremsstrahlung im Elementarprozeß für T_o=300 kev, T_1=150 keV und ϑ_e=25 Grad. Die eingezeichnete Richtung des zweiten Elektrons gilt nur für einen Photonenwinkel von -35 Grad.

VII Zusammenfassung

Es wurde die Polarisation der Photonen in den Elementarprozessen der Elektron-Kern- und der Elektron-Elektron-Bremsstrahlung gemessen.
Der Elementarprozeß der Elektron-Kern-Bremsstrahlung konnte durch die koinzidente Beobachtung von Bremsquant und abgebremstem Elektron isoliert werden. Elektronen einer Energie von 300 keV wurden an Kupfer- und Goldfolien (Z=29,79) gestreut. Die gebremsten Elektronen wurden unter einem Winkel von 20 Grad, mit einer Energie von 140 keV nachgewiesen. Die Polarisation wurde mit Hilfe eines Comptonpolarimeters für Photonenwinkel von -39, -30, -18, 0 und +20 Grad und für koplanare Geometrie bestimmt. Eine sehr hohe Polarisation in der Streuebene konnte nachgewiesen werden. Eine Ausnahme bildet der Winkel, bei dem der Wirkungsquerschnitt minimal ist. Hier konnte eine Depolarisation festgestellt werden. Mit zunehmender Ordnungszahl nimmt diese Depolarisation ab, so daß man sich wieder der vollständigen Polarisation nähert. Der Polarisationsgrad wird in diesem Punkt von der Theorie entweder überschätzt (Bornsche Näherung) oder unterschätzt (Haug). Durch eine Aufteilung des Wirkungsquerschnittes in Bahn-und Spinstrahlung, sowie des zugehörigen Interferenztermes, konnte gezeigt werden, daß diese Depolarisation auf destruktive Interferenz zwischen Spin- und Bahnstrahlung zurückzuführen ist.
Die Beobachtung der Polarisation der Elektron-Elektron-Bremsstrahlung gelang durch die koinzidente Beobachtung des Bremsquants und beider Elektronen. Die Primärenergie des Elektronenstrahls betrug ebenfalls 300 keV, die beiden nach der Bremsstrahlungserzeugung vorhandenen Elektronen, wurden unter 25 Grad mit einer Energie von 150 keV , bzw. unter -35 Grad mit 30 keV beobachtet. Das niederenergetischere der beiden Elektronen (30 keV) wurde

mit Hilfe einer Kombination aus einem nichtdispersiven, dreifachfokussierenden Magneten und einem gekühlten Si(Li)- Detektor nachgewiesen. Zur Verwirklichung dieser Dreifachkoinzidenz wurde ein CAMAC-Meßsystem aufgebaut. Die Polarisation konnte für einen Photonenwinkel von -35 Grad gemessen werden. Vollständige Polarisation, in Übereinstimmung mit der Theorie, wurde gefunden.

Anhang A:

1. Mehrfachstreuung in der Trägerfolie

Mehrfachstreuung der Elektronen vor und nach der Bremsstrahlungserzeugung im Target wird im Rahmen einer Monte-Carlo-Rechnung (43) berücksichtigt. Im folgenden betrachten wir nur Mehrfachstreuungen, die nach der Bremsstrahlungserzeugung im Target stattfinden, mit anschliessender Mehrfachstreuung in der Trägerfolie. Wegen der geringen Dicken der Folien werden keine Translationen betrachtet. Die Winkeländerungen bei der Mehrfachstreuung lassen sich dann als Drehungen darstellen.

Das Elektron laufe in seinem eigenem System, nach der Streuung um den Winkel β mit Azimut ω, in x'-Richtung:

$$\vec{x}' = (1,0,0)$$

Im ungestrichenem Koordinatensystem (Laborsystem) entspricht das den Koordinaten

$$\vec{x} = M(\beta,\omega)\ \vec{x}'$$

mit M als Drehmatrix:

$$M = \begin{pmatrix} \cos\beta & 0 & -\sin\beta \\ -\sin\beta\sin\omega & \cos\omega & -\cos\beta\sin\omega \\ \sin\beta\cos\omega & \sin\omega & \cos\beta\cos\omega \end{pmatrix}$$

Die Werte von β,ω werden mit Hilfe des Mehrfachstreufaktors m und des Abschirmwinkels ϑ, aus den Tabellen von Keil et al. (41) entnommen. Das zugehörige Verfahren ist bei Pankau (42) erläutert.

Die anschliessende Streuung in der Trägerfolie stellt eine weitere Drehung um die Winkel ρ,φ dar.

Die Koordinaten des Elektrons in seinem eigenen System sind jetzt:

$$\vec{x}'' = (1,0,0)$$

und

$$\vec{x}' = M(\rho,\varphi)\ \vec{x}''$$

und somit:

$$\vec{x} = M(\beta,\omega)\ M(\rho,\varphi)\ \vec{x}''$$

Der Richtungskosinus der vor der Streuung gebremsten Elektronen ist damit (Bezeichnungen wie bei Pankau):

$$\begin{aligned}
l_{es} &= \cos\Theta_1\cos\Delta\Theta_1\ (\cos\beta\cos\rho - \sin\beta\sin\rho\cos\varphi) \\
&\quad + \sin\Theta_1(\sin\beta\sin\omega\cos\rho + \cos\omega\sin\rho\sin\varphi + \cos\beta\cos\omega\sin\rho\cos\varphi) \\
&\quad - \cos\Theta_1\sin\Delta\Theta_1(\sin\beta\cos\omega\cos\rho - \sin\omega\sin\rho\sin\varphi + \cos\beta\cos\omega\sin\rho\cos\varphi) \\
m_{es} &= \sin\Theta_1\cos\Delta\Theta_1(\cos\beta\cos\rho - \sin\beta\sin\rho\cos\varphi) \\
&\quad - \cos\Theta_1(\sin\beta\sin\omega\cos\rho + \cos\omega\sin\rho\sin\varphi + \cos\beta\sin\omega\sin\rho\sin\varphi) \\
&\quad - \sin\Theta_1\sin\Delta\Theta_1(\sin\beta\cos\omega\cos\rho - \sin\omega\sin\rho\sin\varphi + \cos\beta\sin\omega\sin\rho\cos\varphi) \\
u_{es} &= \sin\Delta\Theta_1(\cos\beta\cos\rho - \sin\beta\sin\rho\cos\varphi) \\
&\quad + \cos\Delta\Theta_1(\sin\beta\cos\omega\cos\rho - \sin\omega\sin\rho\sin\varphi + \cos\beta\cos\omega\sin\rho\cos\varphi)
\end{aligned}$$

Die Trägerfolie besteht aus Polyvinylformal ($12C,16H,6O$). Für eine Dicke von 23 $\mu g/cm^2$ wurden folgende gewichtete Werte für Mehrfachstreufaktor und Abschirmwinkel eingesetzt:

$$m_\tau = .3285$$
$$\vartheta_\tau = .5475$$

mit diesen Werten wurden die Winkel ρ,φ aus den Tabellen gewonnen.

2. Mehrfachstreuung des zweiten Elektrons (e-e-Bremsstrahlung)

Das zweite Elektron wird unter den Winkeln ϑ_{e_2} und $\Delta\vartheta_{e_2}$ im Laborsystem beobachtet. Seine Koordinaten und sein Impuls sind:

$$\vec{x} = (1,0,0)$$

$$\vec{p}_2 = |\vec{p}_2|\ \vec{x}$$

Damit der Richtungskosinus:

$$\vec{x} = \frac{1}{|\vec{p}_2|}\ (\vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{k})$$

$$= \frac{1}{|\vec{p}_2|} \begin{matrix} p_0 l_{eo} - p_1 l_{es} - k l_{e\gamma} \\ p_0 m_{eo} - p_1 m_{es} - k m_{e\gamma} \\ p_0 n_{eo} - p_1 n_{es} - k n_{e\mu} \end{matrix}$$

daraus berechnen sich ϑ_{e_2} und $\Delta\vartheta_{e_2}$,

$$\Delta\vartheta_{e_2} = \text{arc sin } x_3$$

$$\vartheta_{e_2} = \text{arc sin } \left(\frac{x_2}{\cos\Delta\vartheta_{e_2}}\right)$$

aus denen sich die Transformationsmatrix aufbaut:

$$\begin{matrix} \cos\vartheta_{e_2}\cos\Delta\vartheta_{e_2} & -\sin\vartheta_{e_2} & -\cos\vartheta_{e_2}\sin\Delta\vartheta_{e_2} \\ \sin\vartheta_{e_2}\cos\Delta\vartheta_{e_2} & \cos\vartheta_{e_2} & -\sin\vartheta_{e_2}\sin\Delta\vartheta_{e_2} \\ \sin\Delta\vartheta_{e_2} & 0 & \cos\Delta\vartheta_{e_2} \end{matrix}$$

Mit den Winkelcosinus der Mehrfachstreuung

$$\begin{aligned} l_1 &= \cos\alpha \\ l_2 &= -\sin\alpha\sin\omega \\ l_3 &= \sin\alpha\cos\omega \end{aligned}$$

erhält man die neuen Koordinaten:

$$x_1' = \cos\vartheta_{e_2} \cos\Delta\vartheta_{e_2} \cos\alpha + \sin\vartheta_{e_2} \sin\alpha \sin\omega - \cos\vartheta_{e_2} \sin\Delta\vartheta_{e_2} \cdot \sin\alpha \sin\omega$$

$$x_2' = \sin\vartheta_{e_2} \cos\Delta\vartheta_{e_2} \cos\alpha - \cos\vartheta_{e_2} \sin\alpha \sin\omega - \sin\vartheta_{e_2} \sin\Delta\vartheta_{e_2} \cdot \sin\alpha \sin\omega$$

$$x_3' = \sin\Delta\vartheta_{e_2} \cos\alpha + \cos\Delta\vartheta_{e_2} \sin\alpha \cos\omega$$

Anhang B:

Berechnung des Bahn-, Spin- und Interferenzanteils zum Wirkungsquerschnitt der e-n-Bremsstrahlung in Bornscher Näherung.

Wir folgen weitgehend den Formalismen bei Heitler (15) und bei Fano et al.(9). Dabei benutzen wir folgende Vereinbarungen:

$$\varepsilon^2 = p^2 + m^2 \qquad D_1 = 2(\varepsilon_1 k - \vec{p}_1 \vec{k})$$
$$(\vec{\alpha}\vec{p} + \beta m - \varepsilon)\, u = 0 \qquad D_2 = 2(\varepsilon_2 k - \vec{p}_2 \vec{k}) \qquad \text{(B1)}$$
$$c = 1$$

Das Matrixelement des Dirac Operators ist (9):

$$\vec{\alpha}\,\vec{e}^{\,*}\, e^{-ikz} \qquad \text{(B2)} \qquad \vec{e} = \text{Polarisationsrichtung des Photons}$$

in der Impulsdarstellung lautet dann der Operator:

$$O = \frac{4\pi Z e^2}{q^2} \left\{ \frac{\left[(\varepsilon_1 - k) + \vec{\alpha}(\vec{p}_1 - \vec{k}) + \beta m\right] \vec{\alpha}\vec{e}^{\,*}}{(\varepsilon_1 - k)^2 - (m^2 + |\vec{p}_1 - \vec{k}|^2)} + \right.$$
$$\left. + \vec{\alpha}\vec{e}^{\,*} \frac{(\varepsilon_2 + k) + \vec{\alpha}(p_2 + k) + \beta m}{(\varepsilon_2 + k)^2 - m^2 + |p_2 + k|^2} \right\} \qquad \text{(B3)}$$

das Matrixelement (positive Energie) ist dann:

$$\frac{1}{2}(1+\beta)\, u^*(p_2)\, O\, u(p_1)\, \frac{1}{2}(1+\beta) \qquad \text{(B4)}$$

es gilt die Dirac-Gleichung:

$$\left((\vec{\alpha}\vec{p} + \beta m) - \varepsilon\right) u(p)\, \frac{1}{2}(1+\beta) = 0 \qquad \text{(B5)}$$

Damit vereinfacht sich der Operator O zu:

$$O' = \frac{4\pi Z e^2}{q^2}\, \frac{1}{k} \left\{ \frac{\vec{p}_1 \vec{e}^{\,*}}{\varepsilon_1 - p_{1z}} - k\, \frac{1}{2}\, \frac{\vec{\alpha}\vec{e}^{\,*}}{\varepsilon_1 - p_{1z}} (1 - \alpha_z) - \right.$$
$$\left. - \frac{\vec{p}_2 \vec{e}^{\,*}}{\varepsilon_2 - p_{2z}} - k(1 - \alpha_z)\, \frac{1}{2}\, \frac{\vec{\alpha}\vec{e}}{\varepsilon_2 - p_{2z}} \right\} \qquad \text{(B6)}$$

Man sieht die Ähnlichkeit mit Formel 6 aus (9).

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes muss das Betragsquadrat des Matrixelementes berechnet werden, wobei noch über die Spinrichtungen des einlaufenden Elektrons gemittelt und über die Spinrichtungen des auslaufenden Elektrons summiert werden muss. Durch Anwendung des Projektionsoperators $1/2(1+\beta)$ erhalten wir nur die positiven Energien, sodass wir schliesslich berechnen:

$$|M|^2 = \frac{1}{8E_1E_2}\left\{ S_p\left[(O_c^+ + O_s^+)(H+E_2)(O_c+O_s)(H_1+E_1)\right]\right\} \qquad \text{(B7)}$$

wobei jetzt O, entsprechend der Argumentation von Fano et al. (9) in einen Bahnteil O_c und einen Spinanteil O_s aufgeteilt ist.

$$O_c = \frac{4\pi Z e^2}{q^2}\,\frac{1}{k}\left\{ \frac{\vec{p}_1\vec{e}^{\,*}}{E_1-p_{1z}} - \frac{\vec{p}_2\vec{e}^{\,*}}{E_2-p_{2z}}\right\}$$

$$O_s = \frac{4\pi Z e^2}{q^2}\left\{ -\frac{1}{2}\frac{\vec{\alpha}\vec{e}^{\,*}}{E_1-p_{1z}}(1-\alpha_z) - \frac{1}{2}(1-\alpha_z)\frac{\vec{\alpha}\vec{e}^{\,*}}{E_2-p_{2z}}\right\} \qquad \text{(B8)}$$

Die Berechnung der Spur ergibt aufgespaltet nach Bahn-, Interferenz- und Spinanteil:

$$\frac{1}{4}S_p\left\{\left[\left(\frac{\vec{p}_1\vec{e}}{D_1} - \frac{\vec{p}_2\vec{e}}{D_2}\right) - \frac{k}{2}\left(\frac{1}{D_1}+\frac{1}{D_2}\right)(\vec{\alpha}\vec{e}) + (\vec{\alpha}\vec{k})(\vec{\alpha}\vec{e})\,\frac{1}{2}\left(\frac{1}{D_1}-\frac{1}{D_2}\right)\right]\left[(\vec{\alpha}\vec{p}_2)+\beta m+E_2\right]\cdot\right.$$
$$\left.\cdot\left[\frac{\vec{p}_1\vec{e}}{D_1} - \frac{\vec{p}_2\vec{e}}{D_1} - \frac{k}{2}\left(\frac{1}{D_1}+\frac{1}{D_2}\right)(\vec{\alpha}\vec{e}) - (\vec{\alpha}\vec{k})(\vec{\alpha}\vec{e})\,\frac{1}{2}\left(\frac{1}{D_1}-\frac{1}{D_2}\right)\right]\left[(\vec{\alpha}\vec{p}_1)+\beta m+E_1\right]\right\}$$

$$= \left(\frac{\vec{p}_1\vec{e}}{D_1} - \frac{\vec{p}_2\vec{e}}{D_2}\right)^2\left\{ \vec{p}_1\vec{p}_2 + m^2 + E_1E_2\right\} \qquad \text{(Bahn)}$$

$$+\frac{1}{2}\left(\frac{\vec{p}_1\vec{e}}{D_1}\right)^2\left\{-q^2 - 2\vec{p}_2(\vec{k}+\vec{q}) - 2E_1E_2 + 2E_2^2\right\} + \frac{1}{2}\left(\frac{\vec{p}_2\vec{e}}{D_2}\right)^2\left\{-q^2 + 2\vec{p}_1(\vec{k}+\vec{q}) + \right.$$
$$\left. + 2E_1^2 - 2E_1E_2\right\} + \frac{1}{4}\left\{2D_1 - 2D_2 - 4k^2\right\}\frac{2(\vec{p}_1\vec{e})(\vec{p}_2\vec{e})}{D_1D_2} \qquad \text{(Interferenz)}$$

$$+\frac{1}{4}\left\{\frac{2q^2k^2}{D_1D_2} + 1 - \frac{D_1}{2D_2} - \frac{D_2}{2D_1}\right\} + \frac{1}{4}\frac{2}{D_1D_2}\left\{4k^2(\vec{p}_1\vec{e})(\vec{p}_2\vec{e})\right\} \qquad \text{(Spin)}$$

(B9)

Damit erhält man den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^3\sigma}{d(\hbar\omega)\,d\Omega_{p_2}\,d\sigma_{p_4}} = \frac{\alpha Z^2 e^4}{\pi^2}\,\frac{p_2}{p_1 q^4}\,\hbar\omega\left\{\left[\frac{\vec{p}_1\vec{e}}{D_1}-\frac{\vec{p}_2\vec{e}}{D_2}\right]^2\cdot 2\left[\vec{p}_1\vec{p}_2+m^2+\varepsilon_1\varepsilon_2\right]+\right.$$

$$+\frac{(\vec{p}_1\vec{e})^2}{D_1^2}\left\{D-2k\varepsilon_2-2\vec{k}\vec{p}_2\right\}+\left(\frac{\vec{p}_2\vec{e}}{D_2}\right)^2\left\{D_2+2k\varepsilon_1+2\vec{k}\vec{p}_1\right\}+$$

$$\left.+\frac{(\vec{p}_1\vec{e})(\vec{p}_2\vec{e})}{D_1D_2}\left\{2D_1-2D_2-4k^2\right\}+\frac{(\vec{q}\times\vec{k})^2}{D_1D_2}+\frac{(\vec{p}_1\vec{e})(\vec{p}_2\vec{e})}{D_1D_2}\cdot 4k^2\right\} \qquad \text{(B10)}$$

aus dem man unter Verwendung von:

$$\vec{e}_\perp = -\frac{\vec{p}_1\times\vec{k}}{|\vec{p}_1\times\vec{k}|} \qquad \text{(B11)}$$

und

$$\vec{e}_\parallel = \frac{\vec{k}\times(\vec{p}_1\times\vec{k})}{|\vec{k}|\cdot|\vec{p}_1\times\vec{k}|} \qquad \text{(B12)}$$

die Wirkungsquerschnitte senkrecht und parallel zur Streuebene erhält.

Literaturverzeichnis

(1) W.Nakel, Phys. Lett. 22, 614 (1966)

(2) W.Nakel, Phys. Lett. 25A, 569 (1967)

(3) W.Nakel, Z. Phys. 214, 168 (1968)

(4) H.-H.Behncke, W.Nakel, Phys. Lett. 47A, 149 (1974)

(5) H.-H.Behncke, W.Nakel, Phys. Rev. A17, 1679 (1978)

(6) W.Nakel, E.Pankau, Phys. Lett. 38A, 307 (1972)

(7) M.Komma, W.Nakel, J.Phys.B: At.Mol.Phys.15 (1982) 1433

(8) R.L.Gluckstern, M.H.Hull jr., G.Breit, Phys.Rev., 90, 1026 (1953)

(9) U.Fano, K.W.McVoy, J.R.Albers, Phys.Rev., 116. 1159 (1959)

(10) C.G.Barkla: Trans. Roy. Soc., 204, 467 (1905)

(11) M.Goldhaber, L.Grodzins, A.W. Sunyar, Phys. Rev., 106, 826 (1957)

(12) A.Sommerfeld, Ann. Physik, 11, 257 (1931)

(13) K.W.McVoy, Phys. Rev., 106, 828 (1957)

(14) W.Heitler, Z.Phys. 84, 145 (1933)

(15) W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press, London, 1954, dritte Auflage, S. 244

(16) H.A.Bethe, W.Heitler, Proc.Roy.Soc. (London), A 146, 83, (1934)

(17) M.May, Phys.Rev. 84, 265 (1951)

(18) C.Fronsdal, H.Überall, Phys.Rev. 111, 2, 580 (1958)

(19) G.Boebel, Nuovo Cimento 6, 1241 (1957)

(20) N.F.Mott, H.S.W.Massey , Atomic Collosions, Oxford University Press (London), dritte Auflage, 1965, S. 223

(21) H.A.Tolhoek, Revs. Mod. Phys. Vol.28, 3, 277 (1956)

(22) G.Elwert, E.Haug, Phys.Rev. 183, 90 (1969)

(23) C.G.Darwin, Proc.Roy.Soc. (London), Ser. A 118, 654 (1928)

(24) R.H.Pratt in "Inner Shell and X-Ray Physics of Atoms and Solids", Hrsg. D.J.Fabian, H.Kleinpopen, L.M.Watson (Plenum N.Y. 1981), S. 176

(25) E.Haug , private Mitteilung

(26) D.Mack, private Mitteilung

(27) J.M.Jauch, F.Rohrlich, The Theory of Photons and Electrons, Springer Verlag, 2-te Aufl., 1976

(28) E.Haug , private Mitteilung
(29) D.Mack, H.Mitter, Phys.Lett. 44A, 71 (1973)
(30) D.Mack, Diss. Tübingen (1973)
(31) W.Nakel in "Coherence and Correlation in Atomic Collisions" Hrsg.H.Kleinpoppen, J.F.Williams, (Plenum N.Y. 1980), S.194
(32) G.Beck, Zulassungsarbeit Tübingen (1976)
(33) W.H.Barkas, M.J.Berger, Natl.Acad.Sci.-Natl.Res. Council Publ. 1133, 103 (1964)
(34) H.Ruoff, Diplomarbeit Tübingen (1978)
(35) M.Komma, Nucl.Instr.and Meth. 154 (1978) 271
(36) M.Komma, Dissertation Tübingen (1980)
(37) H.-H.Behncke, Dissertation Tübingen (1976)
(38) F.Metzger, M.Deutsch, Phys.Rev. 78, 551 (1950)
(39) W.Bleier, A.Grammer wird veröffentlicht
(40) A. Grammer Tübingen unveröffentlicht
(41) E.Keil, E.Zeitler, W.Zinn, Z.Naturforschung 15a, 1031 (1960)
(42) E.Pankau, Dissertation, Tübingen (1975)
(43) H.-H.Behncke, E.Pankau, Tübingen, unveröffentlicht

Lebenslauf

Name: Wolfram Bleier
Geboren am 30.05.1950 in Bamberg
Eltern: Hansjosef Bleier, Dipl.-Volkswirt
Dorothea Bleier, geb. Hartig, Bühnenbildnerin

1957 bis 1959 Besuch der Gangolf - Schule Bamberg
1959 Umzug nach Pfullingen
1959 bis 1961 Besuch der kath. Volksschule Pfullingen
1961 bis 1964 Besuch des Friedrich-List-Gymnasiums in Reutlingen
Dez. 1964 Umzug nach Rottenburg/Neckar
1965 bis 1969 Besuch des Eugen-Bolz-Gymnasiums in Rottenburg
Reifezeugnis am 14.06.1969
WS 1969/70 bis SS 1976 Studium der Physik an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen
Diplom am 30. Aug. 1976
1971 bis 1973 Angestellter in der Firma ROLU-Normenbau in Rottenburg/N. (40h pro Monat)
Seit Sept. 1976 Dissertation am Physikalischen Institut der Universität Tübingen
Leiter: Prof. Dr. W. Nakel
Thema : Messung der Linearpolarisation der Photonen in den Elementarprozessen der Bremsstrahlungserzeugung
Apr. 1978 bis Jan. 1980 Promotionsstipendium der Studienstiftung des Deutschen Volkes
Sept./Okt. 1978 Sprachaufenthalt in Lons-le-Saunier/Frankreich

ab Febr. 1980 Wiss. Angestellter am Physikalischen Institut der Universität Tübingen

Akademische Lehrer:

M. Baumann, M. Brendle, G. Elwert, E. Haug, H. Krüger, F. Lenz,
G. Mack, H. Mitter, G. Möllenstedt, W. Nakel, R. Schief,
E. Schmid, H. Sohr, H. Stumpf, A. Wolf

Druck und Gesamtherstellung:
H. Hummel, Bismarckstr. 116/6
D-7410 Reutlingen, Tel. 07121/45377